

Pixeldetektoren aus Silizium und CVD-Diamant zum  
Teilchennachweis in ATLAS bei LHC

**Dissertation**

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen-Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Markus Keil

aus

Bonn

Bonn im Oktober 2001



Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen  
Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Referent: Prof. Dr. N. Wermes  
2. Referent: Prof. Dr. E. Hilger

Tag der Promotion: 25.10.2001



# Inhaltsverzeichnis

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Einleitung</b>  | <b>1</b>  |
| <b>1 Das ATLAS-Experiment</b>                              | <b>3</b>  |
| 1.1 Der Beschleuniger LHC . . . . .                        | 3         |
| 1.2 Physik am LHC . . . . .                                | 4         |
| 1.3 Der ATLAS-Detektor . . . . .                           | 8         |
| 1.3.1 Das Myon-Spektrometer . . . . .                      | 8         |
| 1.3.2 Das Kalorimetersystem . . . . .                      | 11        |
| 1.3.3 Der innere Spurdetektor . . . . .                    | 12        |
| 1.3.4 Das Triggersystem . . . . .                          | 13        |
| <b>2 Halbleiterdetektoren</b>                              | <b>15</b> |
| 2.1 Energieverlust geladener Teilchen in Materie . . . . . | 15        |
| 2.2 Energieverlust von Photonen in Materie . . . . .       | 20        |
| 2.3 Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren . . . . .           | 22        |
| 2.4 Aufbau und Funktionsweise . . . . .                    | 22        |
| 2.5 Ortsauflösende Halbleiterdetektoren . . . . .          | 27        |
| 2.5.1 Streifendetektoren . . . . .                         | 28        |
| 2.5.2 Pixeldetektoren . . . . .                            | 29        |
| 2.5.3 Ortsauflösung . . . . .                              | 29        |
| 2.6 Signalentstehung in segmentierten Detektoren . . . . . | 31        |
| 2.7 Strahlenschäden . . . . .                              | 32        |
| 2.7.1 Änderung der effektiven Dotierung . . . . .          | 33        |
| 2.7.2 Sperrstrom . . . . .                                 | 33        |
| 2.7.3 Ladungssammlung . . . . .                            | 34        |
| 2.7.4 Oberflächenschäden . . . . .                         | 34        |
| 2.7.5 Ausheilungsverhalten von Strahlenschäden . . . . .   | 35        |
| <b>3 Der ATLAS-Pixeldetektor</b>                           | <b>37</b> |
| 3.1 Die Module . . . . .                                   | 38        |
| 3.1.1 Flex Hybrid . . . . .                                | 39        |
| 3.1.2 MCM-D . . . . .                                      | 39        |
| 3.2 Die Sensoren . . . . .                                 | 40        |

|          |  |            |
|----------|--|------------|
| 3.3      | Anforderungen an die Elektronik . . . . .            | 44         |
| 3.4      | Die Pixelchips . . . . .                             | 48         |
| 3.4.1    | Der FE-A/C Pixelchip (Pirate) . . . . .              | 50         |
| 3.4.2    | Die <i>timestamp</i> -Architektur (FE-B/D) . . . . . | 55         |
| <b>4</b> | <b>Meßmethoden</b>                                   | <b>59</b>  |
| 4.1      | Die Testsysteme . . . . .                            | 59         |
| 4.1.1    | Das Blueboard-Testsystem . . . . .                   | 60         |
| 4.1.2    | Das PLL-Testsystem . . . . .                         | 61         |
| 4.2      | Meßmethoden . . . . .                                | 62         |
| 4.2.1    | Digitaltests . . . . .                               | 62         |
| 4.2.2    | Analogmessungen . . . . .                            | 63         |
| 4.2.3    | Quellenmessungen . . . . .                           | 63         |
| 4.2.4    | Teststrahlmessungen . . . . .                        | 64         |
| <b>5</b> | <b>Messungen der kritischen Elektronikparameter</b>  | <b>67</b>  |
| 5.1      | Wafertests . . . . .                                 | 67         |
| 5.2      | Pulsform des Vorverstärkers . . . . .                | 68         |
| 5.3      | Schwelle und Rauschen . . . . .                      | 70         |
| 5.3.1    | Globale Schwelleneinstellung . . . . .               | 72         |
| 5.3.2    | Schwellendispersion . . . . .                        | 73         |
| 5.3.3    | Feinjustierung der Schwellen . . . . .               | 74         |
| 5.3.4    | Rauschen . . . . .                                   | 76         |
| 5.3.5    | Nachweis kleiner Signalladungen . . . . .            | 77         |
| 5.4      | ToT . . . . .  | 79         |
| 5.5      | Ballistisches Defizit . . . . .                      | 81         |
| 5.6      | Zeitauflösung . . . . .                              | 84         |
| 5.6.1    | Timewalk . . . . .                                   | 85         |
| 5.6.2    | Zeitdispersion . . . . .                             | 89         |
| 5.7      | Doppelpulsauflösung . . . . .                        | 90         |
| <b>6</b> | <b>Untersuchungen mit Siliziumsensoren</b>           | <b>95</b>  |
| 6.1      | Übersprechen . . . . .                               | 95         |
| 6.2      | Gesammelte Ladungsmenge . . . . .                    | 98         |
| 6.3      | Ortsauflösung . . . . .                              | 99         |
| 6.4      | Effizienz des Teilchennachweises . . . . .           | 104        |
| <b>7</b> | <b>Untersuchungen mit Diamantsensoren</b>            | <b>109</b> |
| 7.1      | Pixeldetektoren aus CVD-Diamant . . . . .            | 109        |
| 7.1.1    | Diamant als Teilchendetektor . . . . .               | 109        |
| 7.1.2    | CVD-Diamant . . . . .                                | 111        |
| 7.1.3    | Diamant-Pixeldetektoren . . . . .                    | 112        |
| 7.1.4    | UTS-5 . . . . .                                      | 115        |
| 7.2      | Messungen . . . . .                                  | 116        |

|                             |   |            |
|-----------------------------|---|------------|
| 7.2.1                       | Schwelle und Rauschen . . . . .                 | 116        |
| 7.2.2                       | Verbindungen zwischen Chip und Sensor . . . . . | 118        |
| 7.2.3                       | Gesammelte Ladung . . . . .                     | 120        |
| 7.2.4                       | Ortsauflösung . . . . .                         | 122        |
| 7.2.5                       | Effizienz . . . . .                             | 125        |
| 7.2.6                       | Abschätzung der Elektronenlebensdauer . . . . . | 128        |
| <b>Zusammenfassung</b>      |   | <b>131</b> |
| <b>A</b>                    | <b>Ladungsdeposition im Sensor</b>              | <b>133</b> |
| A.0.7                       | Berechnung der Dichtekorrektur . . . . .        | 133        |
| A.0.8                       | Delta-Elektronen . . . . .                      | 134        |
| A.0.9                       | Begrenzter Energieverlust . . . . .             | 137        |
| <b>Literaturverzeichnis</b> |   | <b>141</b> |





# Einleitung

Eine der zentralen Fragestellungen der modernen Physik ist die Herkunft der Massen der Elementarteilchen. Im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung werden diese Massen durch den Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung eingeführt. Dieser erfordert die Existenz eines noch nicht entdeckten skalaren Teilchens, des Higgs-Bosons, dessen Masse zwischen ca. 114 GeV und 1 TeV liegen muß, falls das Standardmodell gültig ist.

Um physikalische Prozesse in diesem Energiebereich zu untersuchen, befindet sich am europäischen Forschungszentrum CERN derzeit ein Proton-Proton-Beschleuniger im Bau, mit dem es möglich sein wird, Protonen bis zu einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV zu beschleunigen.

Zum Nachweis der Kollisionsprodukte sind vier Experimente geplant. ATLAS und CMS werden einen möglichst breiten Bereich der physikalischen Fragestellungen abdecken; LHCb ist ein speziell auf die B-Physik ausgerichtetes Experiment. Zusätzlich zu dem Proton Betrieb wird es möglich sein, schwere Ionen zu beschleunigen, deren Kollisionen in dem ALICE-Experiment untersucht werden sollen.

Aufgrund der hohen Luminosität von bis zu  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  ergeben sich immense Anforderungen an die Detektoren; pro Sekunde finden ungefähr  $10^9$  Proton-Proton-Wechselwirkungen statt, von denen jedoch die meisten physikalisch uninteressant sind. Bei jeder Kollision werden ca. 1600 geladene Teilchen produziert. Die eingesetzten Detektoren, insbesondere in der Nähe des Wechselwirkungspunktes müssen demnach eine hohe Granularität besitzen, um die Reaktionsprodukte eindeutig nachweisen zu können. Desweiteren entsteht durch die hohe Teilchenrate eine sehr hohe Strahlenbelastung insbesondere für den inneren Spurdetektor.

Aus diesen Gründen werden für die innersten Lagen des ATLAS-Experimentes Silizium-Pixel-Detektoren eingesetzt. Sie liefern eine hochauflöste, echt zweidimensionale Ortsinformation und besitzen aufgrund ihrer kleineren Elektrodenfläche eine größere Strahlentoleranz als vergleichbare Streifendetektoren. Die Grundeinheit des Pixeldetektors bilden Module, die aus einem Siliziumsensor und 16 Verstärkerchips zur Signalverarbeitung bestehen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit dem in einer Kollaboration zwi-

schen dem Physikalischen Institut der Universität Bonn und dem CPPM<sup>1</sup> in Marseille entwickelte FE-A/C Chip ein Prototyp für die signalverarbeitende Elektronik des ATLAS-Pixeldetektors untersucht. Dabei wurden insbesondere die Anforderungen des ATLAS-Experimentes berücksichtigt. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind zur weiteren Optimierung der Schaltungen notwendig, die dann zu dem endgültigen ATLAS-Pixelchip führen sollen. Weiterhin wurden Untersuchungen mit Pixelsensoren aus CVD-Diamant durchgeführt. Diese besitzen möglicherweise die für den Betrieb im ATLAS-Experiment erforderliche Strahlenhärte, haben jedoch bisher unter anderem aufgrund ihrer verglichen mit Silizium geringeren Signalhöhen bisher noch keinen Einsatz in Pixeldetektoren gefunden.

Im ersten Kapitel wird die Physik am LHC-Beschleuniger diskutiert sowie die daraus resultierenden Anforderungen an die Detektoren; anschließend wird der ATLAS-Detektor vorgestellt. Darauf folgend wird die Funktionsweise von Halbleiterdetektoren vorgestellt und insbesondere die Auswirkungen der hohen Strahlenbelastung auf die Sensoren beschrieben. Im dritten Kapitel wird dann auf den Aufbau des ATLAS-Pixeldetektors eingegangen. Ein Schwerpunkt liegt dabei auf den Anforderungen an die signalverarbeitende Elektronik sowie den unterschiedlichen Konzepten für die Pixelchips. Messungen an FE-C Chips werden im fünften Kapitel vorgestellt. Dabei soll insbesondere verifiziert werden, daß der IC die Anforderungen für den Teilchennachweis bei ATLAS erfüllt, während im sechsten Kapitel die Eigenschaften des Gesamtsystems aus Siliziumsensor und Pixelchip untersucht werden. Im siebten Kapitel werden Untersuchungen mit Pixelsensoren aus Diamant vorgestellt. Abschließend werden die Ergebnisse des FE-C Chips mit den Anforderungen des ATLAS-Experimentes verglichen sowie die Charakteristika von CVD-Diamant im Vergleich mit Silizium zusammengefaßt.

---

<sup>1</sup>Centre de physique de particule Marseille

# Kapitel 1

## Das ATLAS-Experiment

Das ATLAS-Experiment soll planmäßig im Jahr 2005 an dem Hadronen-Beschleuniger LHC am CERN in Genf in Betrieb gehen. In diesem Kapitel sollen zunächst der Beschleuniger und die damit verbundenen physikalischen Ziele sowie anschließend der ATLAS-Detektor vorgestellt werden.

### 1.1 Der Beschleuniger LHC

Der *Large Hadron Collider* LHC [1] befindet sich derzeit im Aufbau im bereits vorhandenen Tunnel des Elektron-Positron-Ringes LEP am CERN in Genf. Auf dem damit vorgegebenen Umfang von ca. 27 km können Protonen bis zu 7 TeV beschleunigt und zur Kollision gebracht werden.

Die Protonen werden im SPS<sup>1</sup> bis auf eine Energie von 450 GeV vorbebeschleunigt und dann in die zwei getrennten, parallel verlaufenden Vakuumröhren des LHC injiziert. Die beiden Röhren mit einem Mittenabstand von 194 mm befinden sich in einem gemeinsamen Magnetfeld von bis zu 8,4 T, das von supraleitenden Magneten erzeugt wird. An mehreren Wechselwirkungspunkten werden die Teilchen mit einer Rate von 40 MHz zur Kollision gebracht.

Die Protonen befinden sich in Paketen von jeweils ca.  $10^{11}$  Teilchen, die in einem Abstand von 25 ns aufeinander folgen. Nach Inbetriebnahme des Beschleunigers im Jahre 2005 folgt zunächst eine voraussichtlich drei Jahre dauernde Phase, während der die Luminosität von anfänglich  $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  auf den endgültigen Wert von  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  gesteigert wird. Bei einem totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt von 80 mb finden bei der Design-Luminosität somit im Mittel bei jeder Kollision 20 inelastische Wechselwirkungen statt. Diese hohe Zahl von Wechselwirkungen führt zu einer mittleren Zahl von 1000 geladenen Spuren pro Ereignis.

---

<sup>1</sup>Super Proton Synchrotron

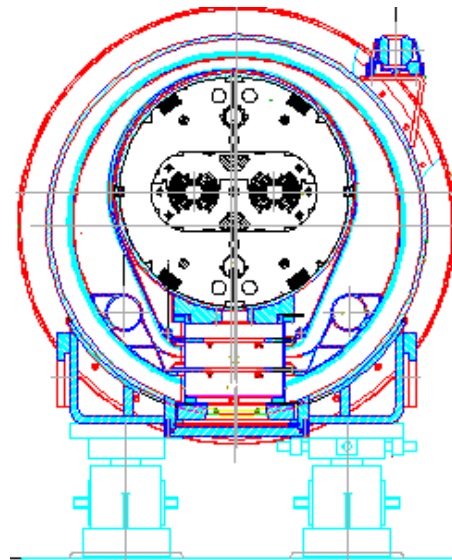


Abbildung 1.1: Querschnitt durch den LHC-Beschleuniger. Die beiden Protonstrahlen werden in getrennten Röhren beschleunigt.

Zum Nachweis der Reaktionsprodukte sind mit ATLAS<sup>2</sup> und CMS<sup>3</sup> [2] zwei Experimente geplant, die einen möglichst breiten Bereich der physikalischen Fragestellungen am LHC abdecken sollen. LHCb [3] ist ein weiteres Experiment, das speziell auf Untersuchungen in der B-Physik ausgerichtet ist.

Außer der Beschleunigung von Protonen ist geplant, mit dem LHC schwere Ionen (z.B. Pb) zu beschleunigen. Der vierte Detektor am LHC, ALICE<sup>4</sup> ist ein speziell hierfür geplantes Experiment [4].

Tabelle 1.1 faßt noch einmal die wichtigsten Parameter des LHC zusammen.

## 1.2 Physik am LHC

### Suche nach dem Higgs-Boson

Trotz des großen Erfolgs des Standardmodells, dessen Vorhersagen mit hoher Genauigkeit von den existierenden Experimenten bestätigt werden konnten, gibt es immer noch unklare Aspekte. Insbesondere ist die Herkunft der unterschiedlichen Massen der Leptonen und Quarks sowie der

<sup>2</sup>A Toroidal LHC Apparatus

<sup>3</sup>Compact Muon Solenoid

<sup>4</sup>A Large Ion Collider Experiment

|                                |  |
|--------------------------------|--|
| Umfang                         | 26659m   |
| Feldstärke der Magneten        | 8,4 T  |
| <b>pp-Betrieb</b>              |  |
| Schwerpunktsenergie            | 14 TeV   |
| Im Strahl gespeicherte Energie | 350 MJ   |
| Anzahl der Protonenpakete      | 2808   |
| Anzahl der Protonen pro Paket  | $1,1 \cdot 10^{11}$                              |
| Abstand der Pakete             | 25 ns  |
| Länge der Pakete (r.m.s.-Wert) | 0,28 ns  |
| Kollisionsrate                 | 40 MHz   |
| Luminosität                    | $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$         |
| <b>PbPb-Betrieb</b>            |  |
| Schwerpunktsenergie            | 5,52 TeV/u                                       |
| Kollisionsrate                 | 8 MHz  |
| Luminosität                    | $2 \cdot 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |

Tabelle 1.1: Betriebsparameter des Hadronenbeschleunigers LHC [1]

Massen der elektroschwachen Eichbosonen  $W^\pm$  und  $Z$  ungeklärt. Diese massiven Eichbosonen würden die Eichinvarianz der  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung verletzen. Durch Einführen eines skalaren Hintergrundfeldes, des sogenannten Higgs-Feldes, können durch den Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung Massen für die Eichbosonen unter Beibehaltung der Eichinvarianz eingeführt werden. Das Ergebnis sind massive  $W^\pm$ - und  $Z$ -Bosonen, ein masseloses Photon sowie ein weiteres massives, skalares Teilchen, das sogenannte Higgs-Boson. Die Massen von Quarks und Leptonen entstehen im Rahmen dieser Theorie durch eine Yukawa-Kopplung an das Higgs-Feld. Da jedoch die Kopplungskonstanten selber unbekannt sind, bleiben die Massen der Fermionen weiterhin freie Parameter.

Für die Masse des Higgs-Bosons ergibt sich aus theoretischen Überlegungen eine Obergrenze von  $\sim 1$  TeV. Höhere Standardmodell-Higgsmassen würden zu einer Verletzung der Unitarität sowie zu einem Pol in der Selbstkopplung des Higgsfeldes führen (Landau-Pol). Da mit keinem der bisherigen Experimente ein Nachweis des Higgs-Bosons gelungen ist, können außerdem Higgsmassen unterhalb von ca. 114 GeV ausgeschlossen werden<sup>5</sup> [5]. Damit besitzt der LHC Entdeckungspotential für den gesamten möglichen Massenbereich des Standardmodell-Higgs.

In Abhängigkeit von der tatsächlichen Masse des Higgs-Bosons besitzen unterschiedliche Zerfallskanäle Bedeutung. Die wichtigsten hiervon sind in Tabelle 1.2 aufgeführt.

<sup>5</sup>Mit einem Vertrauensniveau von 95%

|                         |   |  |
|-------------------------|---|--|
| $m_H < 130 \text{ GeV}$ | : | $H \rightarrow b\bar{b}, H \rightarrow \gamma\gamma$                                   |
| $m_H > 130 \text{ GeV}$ | : | $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$   |
| $m_H > 500 \text{ GeV}$ | : | $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell\nu\nu, H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$ |

Tabelle 1.2: Die wichtigsten Zerfallskanäle des Higgs-Bosons für unterschiedliche Massenbereiche

### Suche nach Physik jenseits des Standardmodells

Verschiedene Überlegungen führen zu der Annahme, daß das Standardmodell nicht die grundlegende Theorie der Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkungen darstellt. So gibt es zum Beispiel Hinweise darauf, daß die Kopplungskonstanten der starken und der elektroschwachen Wechselwirkung sich für Energien von  $\sim 10^{16} \text{ GeV}$  zu einer einzelnen Kopplungskonstanten  $\alpha_G$  vereinen könnten. Diese Vereinigung gelingt in allgemeineren Theorien, wie zum Beispiel der Supersymmetrie (SUSY), besser als im Standardmodell.

Einige dieser Theorien sagen neue Physik auf einer mit dem LHC erreichbaren Energieskala voraus ( $\sim \text{TeV}$ ). Daher stellt der LHC eine Möglichkeit dar, diese Theorien zu testen und somit Hinweise auf die Physik jenseits des Standardmodells zu finden.

### Präzisionsmessungen

Komplementär zu der direkten Suche nach neuer Physik bietet der LHC die Möglichkeit, bereits bekannte Teilchen und ihre Wechselwirkungen mit hoher Präzision zu untersuchen und somit das Standardmodell weiter zu bestätigen, oder aber kleinste Abweichungen von den Vorhersagen des Standardmodells nachzuweisen.

Aufgrund der hohen Energie und der Luminosität des LHCs wird es möglich sein, W und Z Bosonen sowie schwere Quarks (t, b) in großer Zahl zu erzeugen. Daher erwartet man Verbesserungen bei vielen Messungen in diesen Bereichen. Einige Beispiele hierfür sind:

- *Untersuchungen des top-Quarks.* Schon bei niedriger Luminosität werden jährlich  $\sim 10^7$   $t\bar{t}$ -Paare erwartet. Dies ermöglicht sowohl die genaue Messung der top-Masse als auch einen Vergleich des Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{t\bar{t}}$  zur Erzeugung des top-Quarks mit dem theoretischen Wert und die Untersuchung von seltenen Zerfallskanälen des top-Quarks[6].
- *B-Physik.* In diesem Bereich liegt der Schwerpunkt in der Untersuchung von CP-Verletzung im  $B^0$ -System und der damit verbundenen Messung der komplexen Phasen der CKM-Matrix[7].

Weitere offene Fragen betreffen unter anderem die Suche nach neuen Familien von Quarks, Leptonen oder Eichbosonen, die Ursache für die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie sowie eine mögliche Substruktur der 'fundamentalen' Leptonen.

### Experimentelle Herausforderungen

Bei hoher Luminosität werden am LHC bei jeder Kollision 20-25 inelastische Wechselwirkungen stattfinden. Diese lassen sich in zwei Gruppen unterteilen:

- Die überwiegende Anzahl an Wechselwirkungen sind sogenannte 'weiche' Kollisionen zweier Protonen mit geringem Impulsübertrag. Diese Ereignisse werden auch *minimum bias*-Ereignisse genannt.
- Die physikalisch interessanten Ereignisse stellen 'harte', direkte Stöße zwischen den Partonen zweier Protonen dar, bei denen massive Teilchen mit einem hohen Transversalimpuls erzeugt werden. Diese besitzen jedoch sehr viel kleinere Wirkungsquerschnitte als die oben genannten Prozesse. So besitzt zum Beispiel der Prozeß  $q\bar{q} \rightarrow W$  einen Wirkungsquerschnitt von nur  $\sim 150 \text{ nb}$ , also um einen Faktor  $5 \cdot 10^5$  kleiner als der totale inelastische Wirkungsquerschnitt.[8]

Dies führt dazu, daß jedes physikalisch interessante Ereignis von ca. 1000 geladenen Teilchen aus *minimum bias*-Ereignissen überlagert ist. Dieser sogenannte *pile up* bedeutet für die Detektoren die Forderung nach einer geringen Ansprechzeit und einer hohen Granularität, um zu vermeiden, daß sich innerhalb der Ansprechzeit mehrere Treffer in einer Detektorzelle überlagern. Außerdem sollte durch die Messung des Transversalimpulses eine möglichst gute Trennung der interessanten Ereignisse von den 'weichen' Kollisionen möglich sein. Durch die hohe Spurdichte ergibt sich desweiteren insbesondere für die in der Nähe des Wechselwirkungspunktes gelegenen Subdetektoren eine sehr hohe Strahlenbelastung.

Eine weitere Herausforderung stellt der große Untergrund durch QCD-Prozesse dar. Fragmentation von Quarks und Gluonen im Endzustand führt zur Entstehung von Jets, welche aufgrund der großen QCD-Wirkungsquerschnitte den hadronischen Zerfall physikalisch interessanter Reaktionsprodukte bei weitem überdecken. Dies bewirkt, daß trotz der höheren Verzweigungsverhältnisse hadronische Zerfallskanäle zum Beispiel bei der Higgs-Suche nur eine untergeordnete Bedeutung haben. Die Beschränkung auf Zerfälle in Leptonen und Photonen führt dann aber wiederum zu einer geringeren Ereignisrate, welche eine hohe Luminosität erforderlich macht.

## 1.3 Der ATLAS-Detektor

Ziel des ATLAS-Experimentes ist, einen möglichst weiten Bereich der im vorhergehenden Abschnitt vorgestellten physikalischen Fragestellungen zu untersuchen. Dabei sollte berücksichtigt werden, daß die verschiedenen Luminositäten des Beschleunigers unter Umständen unterschiedliche Anforderungen an die Detektoren stellen. Um über die möglichst vollständige Rekonstruktion der Reaktionsprodukte Aufschluß über die zugrunde liegende Physik zu erhalten, wurden bei der Konzeption des ATLAS-Experimentes die folgenden wesentlichen Anforderungen an den Detektor gestellt[9]:

- Ein elektromagnetisches Kalorimeter zur effizienten Trennung von Elektronen und Photonen sowie zur Bestimmung fehlender Transversalenergie.
- Ein effizienter Spurdetektor für Impulsmessungen, Sekundärvertex-Identifikation und zur Trennung von Elektronen und Photonen.
- Ein eigenständiges Myon-Spektrometer, das sowohl die Impulse von Myonen bei allen Luminositäten präzise vermessen kann, als auch schnelle Triggerentscheidungen aufgrund des gemessenen Transversalimpulses erlaubt.
- Eine große Akzeptanz in der Pseudorapidität  $\eta$ <sup>6</sup>.

Abbildung 1.2 zeigt eine Gesamtansicht des ATLAS-Detektors. Er läßt sich in einen zylinderförmigen Zentralbereich sowie in den baugleichen Vorwärts- und Rückwärtsbereich aufteilen. Von innen nach außen erkennt man den inneren Spurdetektor, das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter sowie die Myonkammern. Der Spurdetektor befindet sich in einem solenoidalen Magnetfeld, während das für das Myonspektrometer notwendige äußere Magnetfeld von einem Toroidmagneten erzeugt wird.

Der Gesamtdetektor wird ca. 7000 Tonnen wiegen und eine Länge von 26 m sowie einen Durchmesser von 22 m besitzen. In Vorwärts- und Rückwärtsrichtung befindet sich zudem noch jeweils eine Lage von Myonkammern an der Wand der Experimentierhalle. Diese äußeren Lagen von Myonkammern haben einen Abstand von 21 m vom Wechselwirkungspunkt.

Im folgenden sollen nun die einzelnen Komponenten des ATLAS-Detektors beschrieben werden.

### 1.3.1 Das Myon-Spektrometer

Der Impuls der geladenen Myonen wird im Myon-Spektrometer aus der Spurkrümmung in einem toroidalen Magnetfeld bestimmt. Dieses wird

---

<sup>6</sup>Die Pseudorapidität  $\eta$  ist definiert als  $\eta = \ln \tan \theta / 2$  mit dem Polarwinkel  $\theta$  des erzeugten Teilchens bezüglich der Strahlachse.



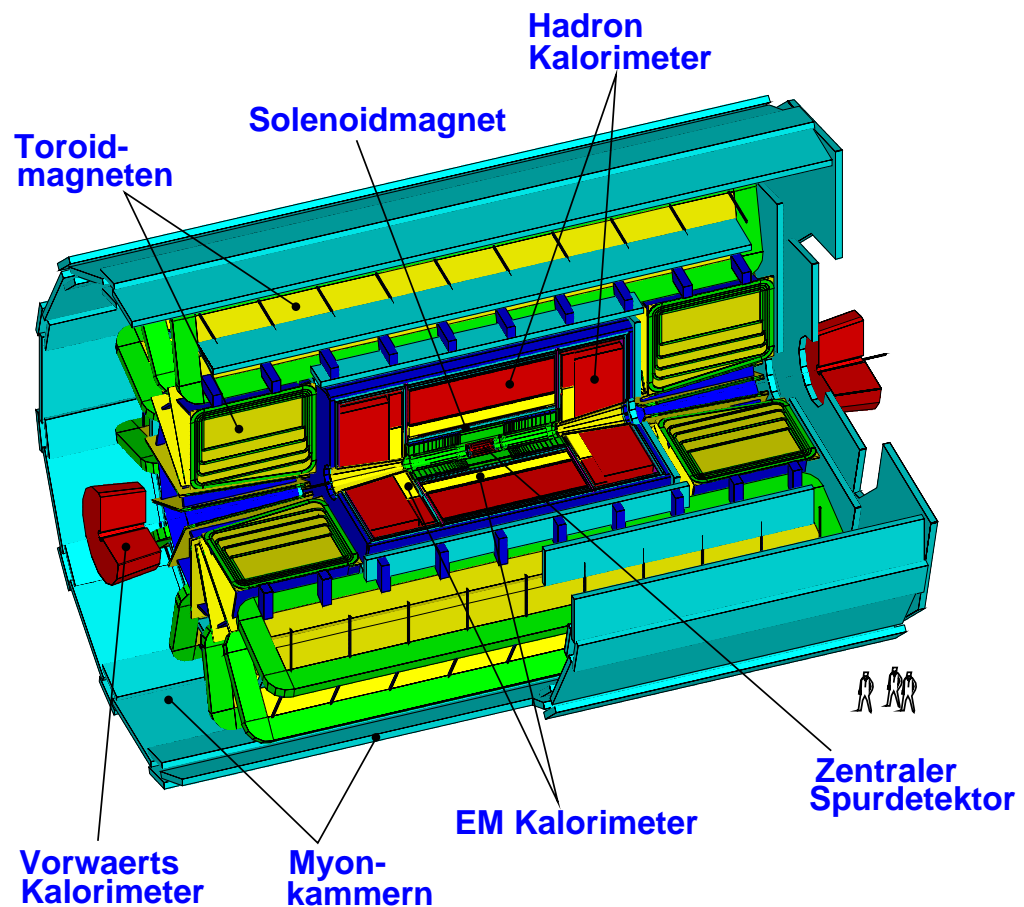


Abbildung 1.2: Der ATLAS-Detektor

durch ein System aus supraleitenden Luftspulen erzeugt und erreicht eine Feldstärke von bis zu 4 T.

Abbildung 1.3 zeigt einen Querschnitt durch den ATLAS-Detektor. Bei der Konzeption des Spektrometers wurde zum einen eine präzise Messung einer Koordinate über einen weiten Bereich des Transversalimpulses verlangt, zum anderen die Möglichkeit, ein schnelles Triggersignal zur Verfügung zu stellen. Um dies zu erreichen, dienen zum Myon-Nachweis und zur Ortsmessung sowohl Präzisionskammern als auch schnelle Triggerkammern.

Zur Bestimmung der Spurkrümmung sind die Präzisionskammern sowohl im Zentral- als auch im Endkappenbereich in drei Lagen mit unterschiedlichen Abständen vom Wechselwirkungspunkt angebracht. Die Kammern bestehen dabei jeweils aus zwei Multilagen, die beidseitig an einer mechanischen Struktur angebracht sind. Somit erhält man für jedes

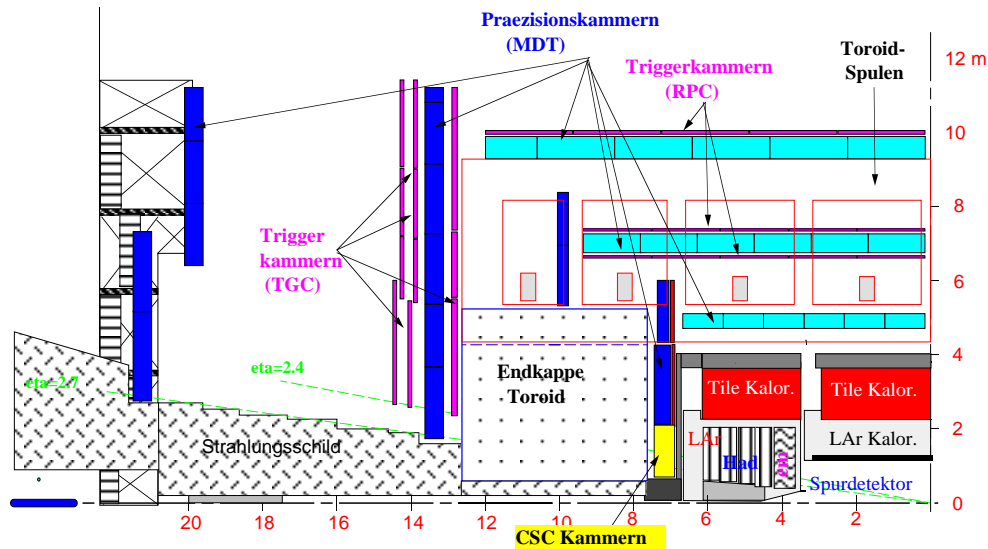


Abbildung 1.3: Querschnitt durch den ATLAS-Detektor. Zu sehen ist das Myonenspektrometer im Vorwärts- und im Zentralbereich.

Myon im Idealfall drei Spursegmente, aus denen der Impuls bestimmt werden kann.

Die Triggerkammern benutzen zur schnellen Bestimmung des Transversalimpulses einen gemessenen Spurvektor sowie die nominelle Position des Wechselwirkungspunktes. Zur Messung des Spurvektors befinden sich an der mittleren Präzisionslage zwei Lagen von Triggerkammern, die einen Trigger mit einer Schwelle von 6 GeV zur Verfügung stellen. Um eine weitere, höhere Triggerschwelle für den Betrieb bei hohen Luminositäten zu erhalten, befindet sich für eine typische Schwelle von 20 GeV eine weitere Lage Triggerkammern am äußeren Rand des Magnetvolumens.

Die Wahl der Kammertechnologien ist bestimmt durch die zu erwartenden Teilchenraten. Sowohl für Trigger- als auch für Präzisionskammern wurden daher jeweils zwei unterschiedliche Technologien gewählt:

- zur Präzisionsmessung werden im inneren Vorwärtsbereich Kathoden-Streifen-Kammern verwendet (CSCs: *Cathode Strip Chambers*). Diese nach dem Prinzip der Vieldraht-Proportionalkammer arbeitenden Detektoren sollen eine Ortsauflösung von  $50 \mu\text{m}$  und besser besitzen und können aufgrund ihrer hohen Granularität (Streifenabstand 5 mm) auch hohe Trefferraten verarbeiten. In den übrigen Bereichen werden Driftröhren eingesetzt (MDTs: *Monitored Drift Tubes*). Diese werden in Multilag aus drei oder vier Einzellagen angeordnet. Die einzelnen Röhren haben einen Durchmesser von 3 cm und Längen

zwischen 1,4 m und 6,3 m. Die erreichbare Ortsauflösung liegt bei ca.  $60 \mu\text{m}$

- Als Triggerkammern dienen im Zentralbereich des Detektors planare Funkenkammern mit einer hochohmigen Oberfläche (RPCs: *Resistive Plate Chambers*), im Vorwärtsbereich kommen aufgrund ihrer höheren Ratenverträglichkeit Vieldrahtproportionalkammern mit einem geringen Kathodenabstand (TGCs: *Thin Gap Chambers*) zum Einsatz.

### 1.3.2 Das Kalorimetersystem

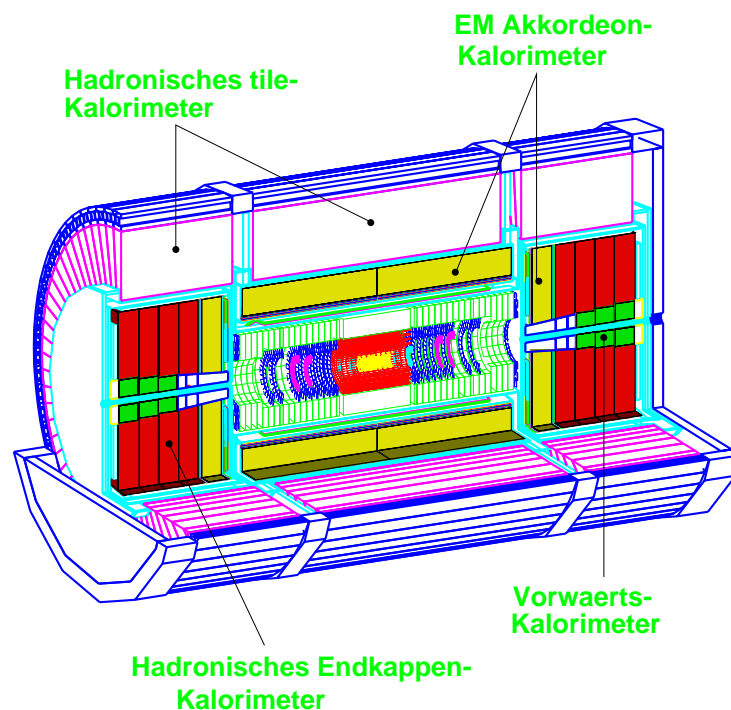


Abbildung 1.4: Das ATLAS-Kalorimetersystem

Abbildung 1.4 zeigt einen Aufriß des ATLAS Kalorimetersystems.

Alle Komponenten des ATLAS Kalorimetersystems sind sogenannte *sampling*-Kalorimeter, das heißt Kalorimeter, die aus abwechselnden Schichten von passiven Absorbern und aktiven Medien bestehen. Die Wahl der Absorber und aktiven Medien in den einzelnen Kalorimetern wird dabei in erster Linie durch die Teilchenrate bestimmt. So wird in den inneren Komponenten flüssiges Argon als aktives Medium benutzt, welches sowohl strahlenhart ist als auch eine schnelle Signalanstiegszeit besitzt. Die einzelnen Komponenten sind:

- *Elektromagnetisches Akkordeon - Kalorimeter*: Das elektromagnetische Kalorimeter besitzt flüssiges Argon als aktives Medium und Absorberplatten aus Blei. Der Name Akkordeon-Kalorimeter bezieht sich auf die Geometrie der Absorberplatten.
- *Hadronisches Endkappen - Kalorimeter*: Das hadronische Kalorimeter in den Endkappen des Detektors benutzt ebenfalls flüssiges Argon als aktives Medium, jedoch kommen hier Absorberplatten aus Kupfer zum Einsatz.
- *Hadronisches tile<sup>7</sup> - Kalorimeter*: Im Zentralbereich wird ein hadronisches Kalorimeter mit Eisen als Absorbermaterial und Szintillatorplatten als aktives Medium benutzt.

### 1.3.3 Der innere Spurdetektor

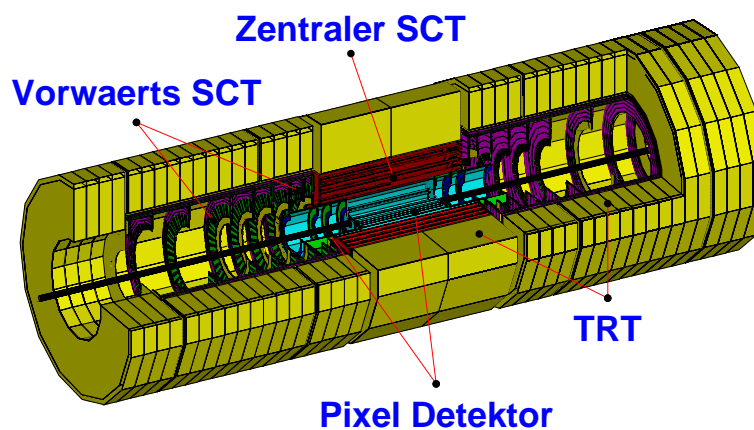


Abbildung 1.5: Der innere Spurdetektor des ATLAS-Experiments. Die inneren Lagen bilden hochauflösende Pixel- und Streifendetektoren (SCT), im Anschluß daran liefern Übergangsstrahlungsdetektoren (TRT) eine quasikontinuierliche Spur.

Der innere Spurdetektor des ATLAS-Experiments besteht aus drei unterschiedlichen Detektorkomponenten: in unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungspunktes befinden sich hochauflösende Pixel- und Streifendetektorlagen, die zu einer präzisen Vertexrekonstruktion sowie zu einer genauen Messung des Impulses geladener Teilchen dienen. Der Pixeldetektor besteht aus drei zylindrischen Lagen um die Strahlachse und aus jeweils drei Rädern zu beiden Seiten des Wechselwirkungspunktes. Die einzelnen Pixel haben eine Größe von  $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ , so daß die Ortsauflösung

<sup>7</sup>Engl. für Kachel; Dies bezieht sich auf die Geometrie der Szintillatorplatten

10 – 15  $\mu\text{m}$  in  $r\phi$ -Richtung, sowie ca. 100  $\mu\text{m}$  in z-Richtung betragen wird. Der Pixeldetektor wird im Detail in Kapitel 3 beschrieben.

Der an den Pixeldetektor anschließende Streifendetektor besteht aus vier zylinderförmigen Lagen und jeweils neun Rädern in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung. Der Streifenabstand beträgt 80  $\mu\text{m}$ <sup>8</sup>. Ein Modul des Streifendetektors besteht aus zwei einseitigen Detektoren, die unter einem Stereowinkel von 40 mrad angebracht sind.[10]

Da die Anzahl der Präzisionslagen aus Kostengründen und aufgrund des zur Verfügung stehenden Materialbudgets begrenzt ist, wird zur weiteren Spurrekonstruktion ein Übergangsstrahlungsdetektor eingesetzt, der bei nur geringer Beeinflussung der durchtretenden Teilchen eine quasikontinuierliche Spur mit ca. 30 Spurpunkten liefert. Der Übergangsstrahlungsdetektor besteht aus sogenannten *strawtubes*, die in einem Polypropylen-schaum angeordnet sind. Beim Durchgang durch die Polypropylen-Luft-Grenzflächen entsteht charakteristische Übergangsstrahlung, die insbesondere zur Identifikation von Elektronen benutzt werden kann.

Zur Bestimmung der Teilchenimpulse befindet sich der gesamte Spurdetektor in einem solenoidalen Magnetfeld von 2T.

### 1.3.4 Das Triggersystem

Um schon während der Datennahme Daten aus physikalisch weniger interessanten Ereignissen zu verwerfen, wurde für das ATLAS-Experiment ein dreistufiges Triggersystem entwickelt. (vgl. Abb. 1.6)

Entscheidend für die einzelnen Detektorkomponenten ist dabei der Level1-Trigger. Dieser erste Trigger entscheidet, ob die Ereignisdaten von den Subdetektoren weitergegeben oder noch auf diesen verworfen werden. Diese Entscheidung steht  $\sim 2 \mu\text{s}$  nach dem entsprechenden Ereignis zur Verfügung. Während dieser Zeit müssen die entstandenen Trefferdaten in den Subdetektoren zwischengespeichert werden. Durch den Level1-Trigger wird die Ereignisrate von 40 MHz auf maximal 100 kHz reduziert.

Nach weiteren 1 bis 10 ms selektiert ein Level2-Trigger diejenigen Ereignisse, die an die Eventrekonstruktion übergeben werden. Nach einer weiteren Reduktion durch den Level3-Trigger werden maximal 100 Ereignisse/s zur späteren Analyse gespeichert.

---

<sup>8</sup>Im Vorwärts- und Rückwärtsbereich werden Detektoren mit einem nicht-konstanten Streifenabstand eingesetzt. Hier beträgt der Mittelwert  $\sim 80 \mu\text{m}$

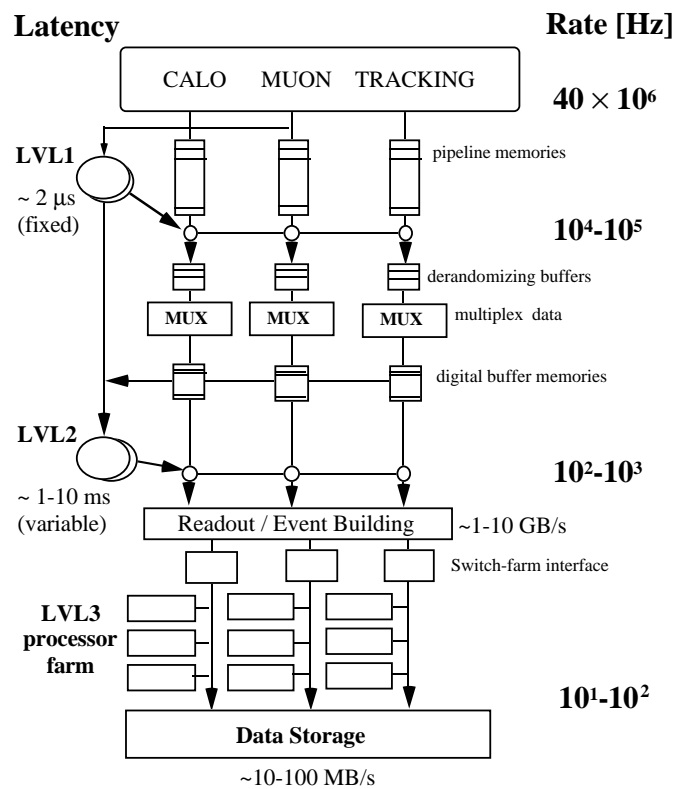


Abbildung 1.6: Das Triggersystem des ATLAS-Experiments. Die Ereignisrate wird durch drei Triggerstufen von 40 MHz auf maximal 100 Hz reduziert.

## Kapitel 2

# Halbleiterdetektoren

Halbleiterdetektoren sind Festkörperionisationskammern. Ein den Detektor durchquerendes Teilchen ionisiert die Halbleiteratome und erzeugt so bewegliche Ladungsträgerpaare. Diese werden durch ein elektrisches Feld getrennt und zu an der Oberfläche des Sensors befindlichen Elektroden abgezogen, wo sie mit Hilfe von signalverarbeitender Elektronik nachgewiesen werden können. Durch Segmentierung der ladungssammelnden Elektrode ist es möglich, eine Information über den Ort des Teilchendurchganges zu erhalten. Aufgrund der heute möglichen geringen Strukturgrößen in der Mikroelektronik können Halbleiterdetektoren mit sehr hoher Ortsauflösung gebaut werden, weshalb sie in Hochenergiephysikexperimenten häufig als Vertexdetektoren zur ortsgenauen Spurrekonstruktion eingesetzt werden. Im folgenden sollen die grundlegenden Prinzipien sowie die Funktionsweise von Halbleiterdetektoren erläutert werden. Außerdem wird auf die strahleninduzierte Schädigung von Halbleiterdetektoren eingegangen.

Tabelle 2.1 gibt eine Übersicht über die wichtigsten Eigenschaften einiger Sensormaterialien.

### 2.1 Energieverlust geladener Teilchen in Materie

Durchquert ein geladenes Teilchen Materie, so kann es in unterschiedlichen Prozessen einen Teil seiner Energie abgeben:

- inelastische Stöße mit den Hüllenelektronen der durchquerten Materie
- elastische Stöße mit den Atomkernen der durchquerten Materie
- Bremsstrahlung
- Čerenkov-Strahlung

|   | Silizium                     | Diamant                     | GaAs                         |
|---|------------------------------|-----------------------------|------------------------------|
| Ordnungszahl  | 14                           | 6                           | 31+33                        |
| Massenzahl [g mol <sup>-1</sup> ]                                 | 28,09                        | 12,01                       | 72,32                        |
| Dichte [g cm <sup>-3</sup> ]                                      | 2,329 [24]                   | 3,515 [24]                  | 5,653 [24]                   |
| Bandlücke [eV]  | 1,12 [24]                    | 5,48 [24]                   | 1,42 [24]                    |
| mittlere Energie / eh-Paar [eV]                                   | 3,63 [15]                    | 13,1 [15]                   | 4,35 [15]                    |
| Dielektrizitätszahl   | 11,9 [24]                    | 5,7 [24]                    | 12,9 [24]                    |
| spezifischer Widerstand [Ω cm]                                    | 230 · 10 <sup>3</sup> [25]   | > 10 <sup>13</sup> [46]     |                              |
| Driftmobilität [cm <sup>2</sup> V <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ] |                              |                             |                              |
| Elektronen  | 1450 [24]                    | 1800 [24]                   | 8800 [24]                    |
| Löcher  | 505 [24]                     | 1600 [24]                   | 320 [24]                     |
| Sättigungsgeschwindigkeit [cm/s]                                  |                              |                             |                              |
| Elektronen  | ~ 10 <sup>7</sup> [25]       | 2 · 10 <sup>7</sup> [26]    |                              |
| Löcher  | ~ 8,4 · 10 <sup>6</sup> [25] | 10 <sup>7</sup> [26]        | 10 <sup>7</sup> [24]         |
| Therm. Ausdehnungskoeff. [K <sup>-1</sup> ]                       | 2,56 · 10 <sup>-6</sup> [24] | 1,0 · 10 <sup>-6</sup> [24] | 6,86 · 10 <sup>-6</sup> [24] |

Tabelle 2.1: *Eigenschaften einiger Sensormaterialien*

- Kernreaktionen

Mit Ausnahme von Elektronen bzw. Positronen, die aufgrund ihrer geringen Masse einen großen Teil ihrer Energie durch Bremsstrahlung verlieren, dominiert für hohe Energien der erstgenannte Prozeß den Energieverlust. Dieser führt zur Anregung bzw. Ionisation der Halbleiteratome. Der mittlere differentielle Energieverlust geladener Teilchen wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben, wobei zu beachten ist, daß hierdurch mit Ausnahme von Bremsstrahlung und Kernreaktionen alle oben genannten Prozesse berücksichtigt sind [11]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 T_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.1)$$

mit:



- $K = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0,1535 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$   
 $r_e$  : klassischer Elektronenradius  $= 2.817 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$   
 $m_e$  : Elektronenmasse  
 $N_a$  : Avogadrozahl  
 $\rho$  : Dichte des Absorbers  
 $Z$  : Ordnungszahl des Absorbers  
 $A$  : Atomgewicht des Absorbers  
 $z$  : Ladung des einfallenden Teilchens in Einh. d. Elementarladung  
 $\beta$  :  $v/c$  des einfallenden Teilchens  
 $I$  : mittleres Anregungspotential  
 $\delta$  : Dichtekorrektur  
 $C$  : Schalenkorrektur

$T_{max}$  ist hierbei der maximale Energiebetrag, den ein geladenes Teilchen der Masse  $M$  in einer einzelnen Kollision an ein Hüllenelektron des Sensormaterials übertragen kann. Aus kinematischen Überlegungen ergibt sich:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \quad (2.2)$$

Für Elektronen und Positronen muß außer den veränderten Wirkungsquerschnitten für den Stoß identischer Teilchen aufgrund der kleineren Masse noch die Ablenkung des Primärteilchens berücksichtigt werden. Für eine genauere Behandlung des Energieverlustes für Elektronen und Positronen siehe zum Beispiel [11].

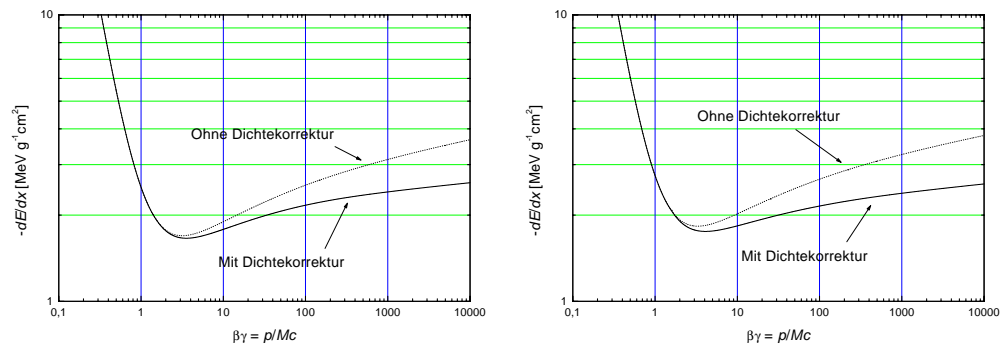


Abbildung 2.1: Energieverlust schwerer geladener Teilchen als Funktion von  $\beta\gamma$  in Si (links) und Diamant (rechts). Dargestellt ist jeweils der Energieverlust ohne (grau) und mit Dichtekorrektur.

Abb. 2.1 zeigt den differentiellen Energieverlust am Beispiel von Pionen. Dargestellt ist der Verlauf des mittleren spezifischen Energieverlustes nach Formel 2.1 für Silizium und Diamant mit und ohne Dichtekorrektur. Man erkennt, daß für kleine Energien der  $1/\beta^2$ -Term den Verlauf dominiert. Für  $\beta \approx 0,96$ , entsprechend einer Energie der 3- bis 4-fachen der Ruhemasse des Teilchens<sup>1</sup>, durchläuft der Energieverlust ein Minimum und steigt für größere Energien logarithmisch an. Der Wert des Energieverlustes am Minimum ist in erster Näherung nur von der Ladungszahl des Teilchens und den Eigenschaften des Absorbers abhängig. Tatsächlich wird durch den maximalen Energieübertrag  $T_{max}$  eine Massenabhängigkeit eingeführt, die aber für praktische Zwecke vernachlässigt werden kann.

Der in der Bethe-Bloch-Formel beschriebene logarithmische Anstieg des Energieverlustes für hohe Energien kommt durch die transversale Ausbreitung des elektrischen Feldes zustande, durch die zunehmend auch Wechselwirkungen über größere Entfernung zu dem Energieverlust beitragen. Gleichzeitig wird jedoch auch das durchquerte Medium stärker polarisiert, was diesem Effekt entgegen wirkt. Den Einfluß dieser Polarisation beschreibt der Dichteeffekt, der in Formel 2.1 mit der Dichtekorrektur  $\delta$  berücksichtigt wurde (zur Berechnung der Dichtekorrektur siehe Anhang A). Wie man in Abbildung 2.1 erkennt, führt diese Korrektur zu einem Abflachen des relativistischen Anstiegs und ist daher insbesondere bei hochenergetischen Teilchen zu beachten. Aufgrund des nur schwachen Anstiegs des Energieverlustes bei großen Impulsen werden Teilchen mit  $\beta \geq 0.96$  als minimal ionisierende Teilchen oder *mips* (*minimum ionising particle*) bezeichnet.

Die in Formel 2.1 weiterhin angegebene Schalenkorrektur enthält die sonst vernachlässigten Bindungsenergien der Elektronen im Absorber. Die Schalenkorrektur wirkt sich besonders bei kleinen Energien aus und führt dort zu einer geringfügigen Abweichung von den in Abbildung 2.1 gezeigten Kurven. Wird die Teilchenenergie schließlich so klein, daß sie in die Größenordnung der Bindungsenergien der Halbleiterelektronen kommt, verliert die Bethe-Bloch-Funktion ihre Gültigkeit.

Da es sich bei der Stoßionisation der Halbleiteratome um einen statistischen Prozess handelt, müssen bei der Integration des Energieverlustes in einer gegebenen Schichtdicke Fluktuationen um den Mittelwert berücksichtigt werden.

Betrachtet man die Verteilung dieses Energieverlustes, so ergibt sich für hinreichend dicke Detektoren eine Gaußverteilung um den Mittelwert des Energieverlustes. Bei Halbleiterdetektoren handelt es sich jedoch vorwiegend um dünne Detektoren, auf die der zentrale Grenzwertsatz der Statistik wegen der geringeren Anzahl an Wechselwirkungen nicht mehr anzuwenden ist. Insbesondere gibt es eine geringe Wahrscheinlichkeit für Stöße

<sup>1</sup>Der genaue Wert hängt von der Ordnungszahl des Mediums ab.

mit einem sehr hohen Energieübertrag, der ausreicht, ein Sekundärelektron zu erzeugen, welches entlang seiner Bahn weitere Halbleiteratome ionisieren kann. Diese hochenergetischen Sekundärelektronen werden auch als  $\delta$ -Elektronen bezeichnet und verursachen aufgrund des hohen Energieübertrags bei gleichzeitig kleinem Wirkungsquerschnitt die asymmetrische Form der in Abbildung 2.2 gezeigten Energieverlustverteilung. Da sie nahezu ausschließlich unter großen Winkeln zur Bahn des einfallenden Teilchens abgestrahlt werden, wirken sie sich im allgemeinen negativ auf die Ortsauflösung des Detektors aus.

Eine theoretische Behandlung in dem für diese Arbeit relevanten Dickenbereich<sup>2</sup> wurde von Landau durchgeführt [12]. Der wahrscheinlichste Wert des Energieverlustes  $\Delta_{mpv}$  in einer gegebenen Schichtdicke  $x$  liegt bei der nach Landau benannten Landauverteilung bei

$$\Delta_{mpv} = \xi [\ln(\xi/\epsilon) + 0.198 - \delta] \quad (2.3)$$

mit

$$\ln \epsilon = \ln \frac{(1 - \beta^2) I^2}{2m_e c^2 \beta^2} + \beta^2 \quad (2.4)$$

$$\xi = K \rho \frac{Z}{A} \left( \frac{z}{\beta} \right) x \quad (2.5)$$

Für hochenergetische Teilchen ergibt sich in einem  $300 \mu\text{m}$  dicken Siliziumdetektor ein wahrscheinlichster Energieverlust von 84 keV.

Während Formel 2.1 den Energieverlust des Teilchens beschreibt, wird die Signalthöhe bestimmt durch die im Detektor deponierte Energie. Wird in einem einzelnen Stoßprozess hinreichend viel Energie übertragen, so kann das erzeugte  $\delta$ -Elektron den Detektor verlassen und in diesem Fall nur einen Teil seiner Energie im Sensor deponieren. Daher muß bei der Berechnung der Energiedeposition der maximale Energieübertrag kleiner gewählt werden als der durch Formel 2.2 gegebene kinetische Grenzwert. Einen sinnvollen Grenzwert  $T_{cut}$  erhält man dabei aus der Dicke des Sensors und Energie-Reichweite-Beziehungen für  $\delta$ -Elektronen. Dabei ist über die möglichen Entstehungstiefen von  $\delta$ -Elektronen sinnvoll zu mitteln. Auf diese Weise erhält man den sogenannten begrenzten Energieverlust (*restricted energy loss*):

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rest} = K \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 T_{lim}}{I^2} \right) - \beta^2 \left( 1 + \frac{T_{lim}}{T_{max}} \right) - \delta - 2 \frac{C}{Z} \right] \quad (2.6)$$

<sup>2</sup>Als Kriterium hierfür dient üblicherweise das Verhältnis zwischen mittlerem Energieverlust und maximalem Energieübertrag  $\kappa = \Delta/T_{max}$ . Die Landauverteilung wird für  $\kappa \leq 0,01$  als gültig angenommen. Für einen  $200 \mu\text{m}$  dicken Si-Detektor ist dies für alle schweren geladenen Teilchen mit  $\beta \geq 0,9$  und somit für alle *mips* der Fall.

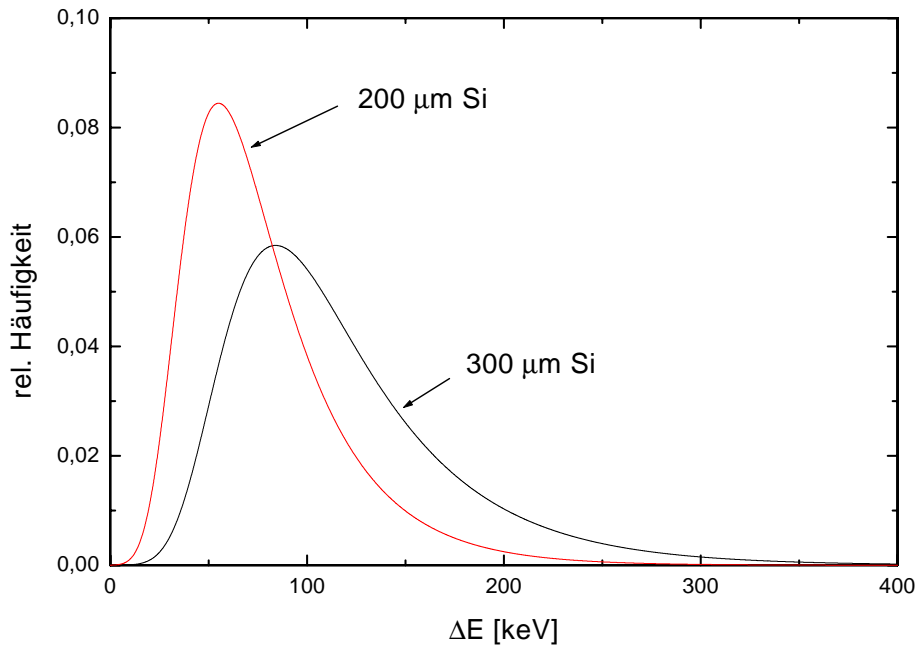


Abbildung 2.2: Landauverteilungen des Energieverlusts von hochenergetischen geladenen Teilchen in Siliziumdetektoren der Dicke 200  $\mu\text{m}$  bzw. 300  $\mu\text{m}$

mit  $T_{lim} = \text{MIN}(T_{cut}, T_{max})$ .

In Abbildung 2.3 sind die unterschiedlichen Energieverlustkurven für einen 300  $\mu\text{m}$  dicken Silizium-Detektor sowie für einen 432  $\mu\text{m}$  dicken Diamant-Sensor<sup>3</sup> dargestellt. Man erkennt, daß sowohl der wahrscheinlichste Wert der Landauverteilung, als auch der *restricted energy loss* für große Werte von  $\beta\gamma$  nur geringfügig über den Minimalwert ansteigen und der Energieverlust von hochenergetischen (minimal ionisierenden) Teilchen somit als nahezu energieunabhängig betrachtet werden kann.

## 2.2 Energieverlust von Photonen in Materie

Da es sich bei Photonen um elektrisch neutrale Teilchen handelt, können sie keine Energie durch die im vorherigen Abschnitt beschriebenen inelastischen Stöße an die Hüllenelektronen des Halbleiters abgeben. Stattdessen sind die dominierenden Prozesse bei der Wechselwirkung von Elektronen mit Materie:

- Photoeffekt: Beim Photoeffekt absorbiert ein gebundenes Elektron das einfallende Photon und kann anschließend als freier Sekundärladungs-

<sup>3</sup>Die Dicke entspricht dem in dieser Arbeit untersuchten Diamant-Sensor UTS-5.

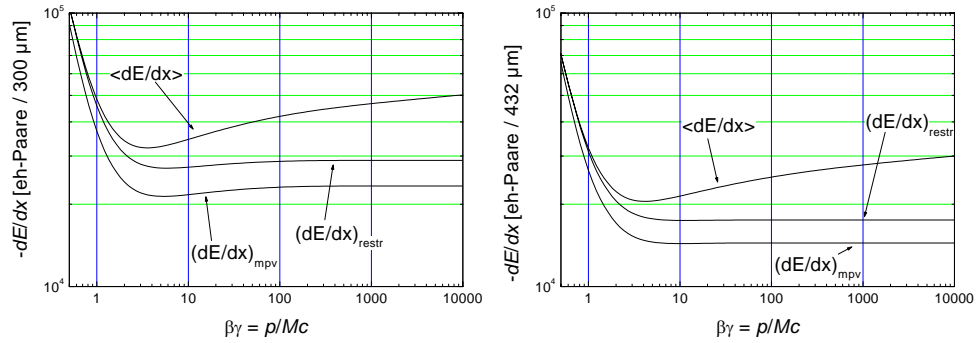


Abbildung 2.3: Mittlerer Energieverlust, wahrscheinlichster Wert der Landau-Verteilung sowie begrenzter Energieverlust in einem 300  $\mu\text{m}$  dicken Si-Detektor (links) und einem 432  $\mu\text{m}$  dicken Diamant-Detektor (rechts). Zur Berechnung von  $T_{\text{cut}}$  siehe Anhang A.

träger seine Energie  $E = h\nu - W$  über Stoßionisationen an das Halbleitermaterial abgeben.  $h\nu$  ist hierbei die Energie des einfallenden Photons,  $W$  die Bindungsenergie des Elektrons. Der Photoeffekt tritt nur bei gebundenen Elektronen auf, da der Atomkern zum Ausgleich der Impulsbilanz benötigt wird.

- Comptonstreuung: Als Comptonstreuung bezeichnet man die Streuung von Photonen an freien Elektronen. Ist die Energie des einfallenden Photons groß gegenüber der Bindungsenergie der Elektronen im Halbleiter, so können diese als quasifrei betrachtet werden. Die Winkelabhängigkeit des Streuprozesses ist durch die Klein-Nishina-Formel gegeben (s. zum Beispiel [11]).
- Paarbildung: Ab einer Schwellenenergie von  $2m_e = 1,022 \text{ MeV}$  kann das Photon in Gegenwart eines weiteren Stoßpartners in ein Elektron-Positron-Paar konvertieren. Als Stoßpartner zur Impulserhaltung dienen wie beim Photoeffekt die Atomkerne des Sensormaterials.

Im Unterschied zur inelastischen Streuung von geladenen Teilchen führen diese Prozesse dazu, daß das wechselwirkende Photon entweder absorbiert oder aber um einen großen Winkel gestreut wird. Demnach verringert ein durch den Detektor tretender Photonenstrahl während des Durchtritts nicht seine Energie, sondern seine Intensität  $I$  gemäß  $I = I_0 \exp(-\mu x)$ . Der entsprechende Absorptionskoeffizient läßt sich durch die Absorptionskoeffizienten bzw. die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse darstellen:

$$\mu = \mu_{\text{Photo}} + \mu_{\text{Compton}} + \mu_{\text{Paar}} = \frac{N_a \rho}{A} (\sigma_{\text{Photo}} + \sigma_{\text{Compton}} + \sigma_{\text{Paar}}) \quad (2.7)$$

Verglichen mit der inelastischen Streuung geladener Teilchen besitzen die bei Photonen auftretenden Prozesse deutlich kleinere Wirkungsquerschnitte.

te, weshalb Halbleiterdetektoren eine deutlich geringere Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen besitzen. Welcher der genannten Prozesse der dominierende ist, ist dabei energieabhängig.

Im Falle von Silizium ist bis zu Energien von ca. 50 keV der Photoeffekt der dominierende Prozess, oberhalb von ca. 10 MeV dominiert Paarbildung[13]. Für die zu Testzwecken häufig benutzte  $^{241}\text{Am}$ -Quelle beträgt der Absorptionskoeffizient  $\mu$  ca.  $3 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ . Somit ergibt sich für einen 300  $\mu\text{m}$  dicken Siliziumdetektor eine Nachweiswahrscheinlichkeit von nur ungefähr 2 %. [14] Da jedoch beim Photoeffekt unter der Voraussetzung, daß das ausgelöste Elektron den Detektor nicht verläßt, die gesamte Energie des Photons im Sensor nachgewiesen werden kann, eignen sich Photonen bekannter Energie, wie z.B. aus  $\gamma$ -Quellen, gut zu Kalibrationszwecken.

## 2.3 Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren

Die im Sensormaterial deponierte Energie führt sowohl zur Anregung von Elektronen aus dem Valenz- in das Leitungsband und somit zur Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren als auch zur Anregung von Gitterschwingungen. Dadurch liegt die im Mittel zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares benötigte Energie höher als die Gap-Energie des Halbleiters. Der Versuch einer Berechnung wird in [15] gegeben. In Abbildung 2.4 sind gemessene Werte von  $\epsilon$  gegen die Gap-Energie  $E_g$  aufgetragen. Die Meßwerte sind ebenfalls [15] entnommen. Man erkennt, daß näherungsweise ein linearer Zusammenhang zwischen den beiden Größen besteht. Aus einer linearen Anpassung an die Meßdaten erhält man:

$$\epsilon = 1,91 \cdot E_g + 1,55 \text{ eV} \quad (2.8)$$

Aus der Anpassung ergeben sich  $\epsilon = 3,69 \text{ eV}$  für Silizium und  $\epsilon = 12,02 \text{ eV}$  für Diamant, während die experimentell bestimmten Werte 3,63 eV (Si) bzw. 13,1 eV (Diamant) betragen.

## 2.4 Aufbau und Funktionsweise von Halbleiterdetektoren

Ohne äußere Einwirkung würden die im Sensor entstandenen Elektron-Loch-Paare wieder rekombinieren und ihren Informationsgehalt verlieren. Daher legt man eine äußere Spannung an den Halbleiter an, so daß die Ladungsträger unterschiedlicher Polarität jeweils zu den entgegengesetzten Enden des Kristalls driften und dort von einer signalverarbeitenden Elektronik nachgewiesen werden können.

Im intrinsischen Halbleiter sind jedoch neben den Signalladungen immer auch thermisch generierte Elektron-Loch-Paare vorhanden. Mit den ef-

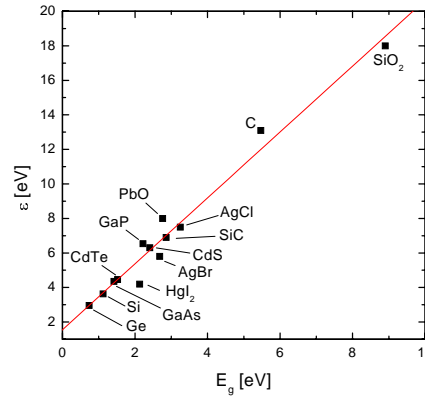


Abbildung 2.4: Zusammenhang zwischen der im Mittel zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigten Energie  $\epsilon$  und dem Bandabstand  $E_g$ . Die Meßwerte wurden [15] entnommen.

effektiven Zustandsdichten im Valenz- bzw. Leitungsband  $N_C$  und  $N_V$  sowie dem Bandabstand  $E_G$  ergibt sich die Dichte  $n_i$  dieser Ladungsträgerpaare bei der Temperatur  $T$  nach der Fermi-Dirac-Statistik zu:

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} e^{-\frac{E_G}{2kT}} \quad (2.9)$$

In Silizium entspricht dies bei Raumtemperatur einer Ladungsträgerkonzentration von  $\sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Durch diese stets vorhandenen Ladungsträger besitzen Halbleiter eine nicht verschwindende Leitfähigkeit. Der somit durch Anlegen einer Spannung verursachte intrinsische Strom besitzt jedoch aufgrund der diskreten Natur der Ladungsträger ein zum Strom selbst proportionales Rauschen. Abhängig von der Leitfähigkeit des verwendeten Sensormaterials kann dieses sogenannte Schrotrauschen ein auftretendes Signal überdecken.

Um dies zu vermeiden, benutzt man als Halbleiterdetektor meistens einen Übergang aus p- und n-dotiertem Material. Als n-Dotierung bezeichnet man das Einbringen von Atomen in das Gitter, die ein Valenzelektron mehr besitzen, als für die Bindung des Atoms im Kristallgitter notwendig sind. Dies führt dazu, daß das überzählige Elektron nur schwach gebunden ist und das Atom somit durch eine geringe Energiezufuhr ionisiert werden kann. p-Dotierung erreicht man entsprechend durch Einbringen von Atomen mit einem Valenzelektron weniger als zur Absättigung aller Gitterbindungen notwendig. Dies führt zum Entstehen eines freien Energieniveaus, das leicht durch Elektronen aus benachbarten Atomen aufgefüllt werden kann. Somit erhält man ein Loch als nahezu frei beweglichen Ladungsträger. Abbildung 2.5 skizziert die p- und n-Dotierung im Bändermodell. Hier entspricht die Dotierung dem Einfügen von Energien-

veaus innerhalb der Bandlücke. Im Falle der p-Dotierung wird ein freies Energieniveau wenig oberhalb des Valenzbandes eingeführt, im Falle der n-Dotierung ein besetztes knapp unterhalb des Leitungsbandes. In beiden Fällen können durch geringe Energiezufuhr freie Ladungsträger entstehen, jedoch sind dies im ersten Fall Löcher im Valenzband, im zweiten Elektronen im Leitungsband. Da im thermischen Gleichgewicht jedoch das Produkt  $n \cdot p = n_i^2$  aus Elektron- und Lochkonzentration konstant bleibt, führt die Dotierung gleichzeitig zu einer Abnahme der freien Ladungsträger der jeweils anderen Polarität. Diese werden daher als Minoritätsladungsträger bezeichnet, im Unterschied zu den durch die Dotierung eingebauten Majoritätsladungsträgern.

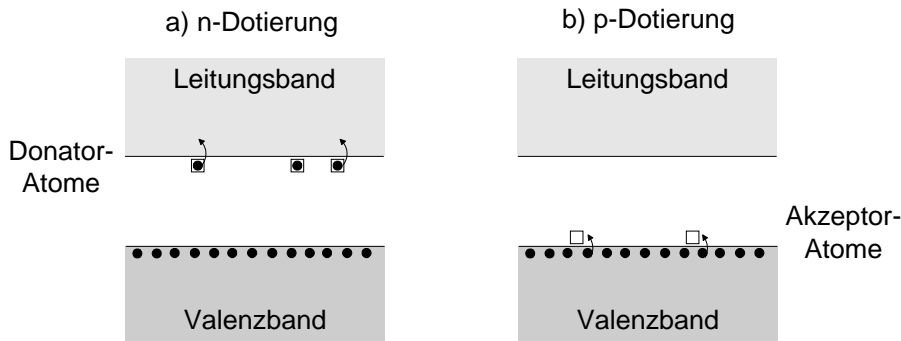


Abbildung 2.5: p- und n-Dotierung im Bändermodell

Bringt man in einem Gedankenexperiment die beiden zunächst unterschiedlich dotierten Bereiche in Kontakt, so führen die unterschiedlichen Ladungsträgerkonzentrationen in den beiden Bereichen dazu, daß Elektronen aus dem n-dotierten Bereich in den p-dotierten Bereich diffundieren und dort rekombinieren sowie umgekehrt Löcher in den n-dotierten Bereich. Auf diese Weise entsteht eine Raumladungszone, die an freien Ladungsträgern verarmt ist. Das Gleichgewicht ist erreicht, wenn der durch die Raumladungen hervorgerufene Feldstrom den Diffusionsstrom kompensiert. Abbildung 2.6 zeigt die Verhältnisse innerhalb des pn-Überganges. Die Breite der Depletionszone ist abhängig von den Dotierungsdichten in den beiden Bereichen und kann mit Hilfe einer von außen in Sperrichtung angelegten Spannung vergrößert werden. Formel 2.10 beschreibt die Ausbreitung der Depletionszone in den n- bzw. p-dotierten Bereich.

$$d_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r (U_{ex} - U_{diff}) \frac{N_A}{N_D}}{q (N_D + N_A)}}; \quad d_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r (U_{ex} - U_{diff}) \frac{N_D}{N_A}}{q (N_D + N_A)}} \quad (2.10)$$

$d_n, d_p$  : Dicke der Verarmungszone im n- bzw. p-dotierten Bereich



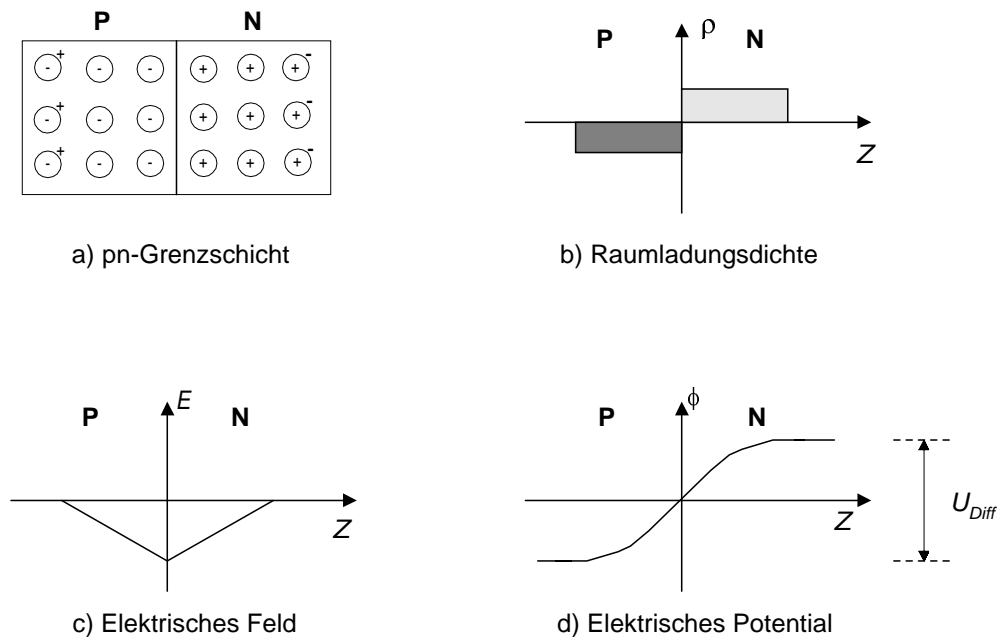


Abbildung 2.6: Raumladungsdichte  $\rho$ , Potential  $\phi$  und elektrisches Feld  $E$  innerhalb des pn-Überganges

$\epsilon_0 \cdot \epsilon_r$  : Dielektrizitätskonstante

$N_A, N_D$  : Akzeptoren- bzw. Donatorenkonzentration

Dabei ist zu beachten, daß es sich bei  $N_A$  und  $N_D$  um effektive Dotierungen handelt. Das heißt bei gleichzeitigem Vorhandensein von Donatoren und Akzeptoren ist  $N_A$  gegeben durch den Überschuß von Akzeptoren im p-dotierten Bereich und entsprechend  $N_D$  durch den Überschuß an Donatoren im n-dotierten Bereich.

Abbildung 2.7 zeigt den typischen Aufbau sowie die Funktionsweise eines Halbleiterdetektors. Dieser besteht üblicherweise aus einem ca. 200 bis 300  $\mu\text{m}$  dicken, schwach n-dotierten Substrat mit einer dünnen, hoch dotierten p-Implantation ( $p^+$ ). Der Detektor wird in Sperrichtung bei vollständiger Depletion betrieben, so daß praktisch keine freien Majoritätsträger mehr existieren. Für die dafür notwendige Spannung ergibt sich aus der Bedingung  $d_n + d_p = d$  bei stark asymmetrischer Dotierung, d.h.  $N_A \gg N_D$ , und unter Vernachlässigung der Diffusionsspannung:

$$U_D \geq U_{dep} = \frac{dN_De}{2\epsilon_0\epsilon_r} \quad (2.11)$$

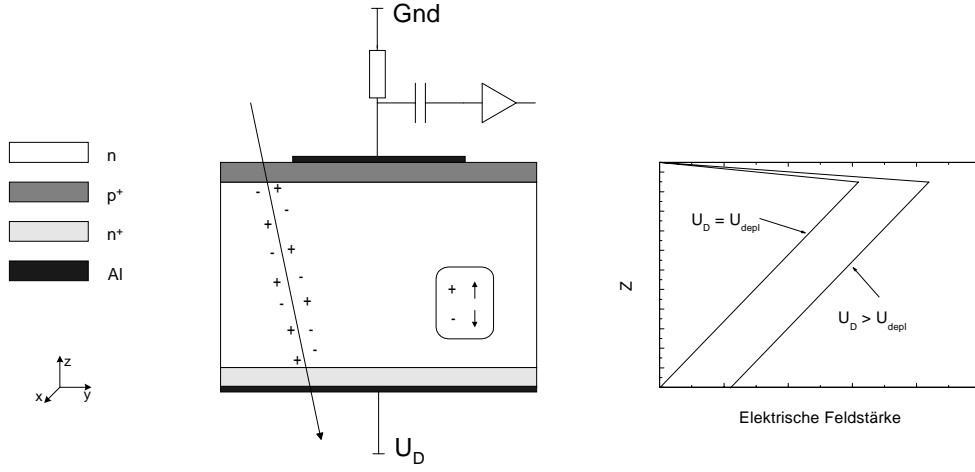


Abbildung 2.7: Die Halbleiterdiode in Sperrrichtung.

mit der Sensordicke  $d$ . Für das Feld in der Depletionszone gilt:

$$E(z) = - \left[ \frac{U + U_{dep}}{d} - 2 \frac{z U_{dep}}{d^2} \right] \quad (2.12)$$

wie in Abbildung 2.7 dargestellt.

Durchquert nun ein geladenes Teilchen den Sensor, so erzeugt es entlang seiner Spur Ladungsträgerpaare, die aufgrund des elektrischen Feldes getrennt werden und mit den Driftgeschwindigkeiten  $v_{e/h} = \pm \mu_{e/h} E$  entsprechend ihrer Ladung zu den entgegengesetzten Elektroden driften. Durch Integration der Bewegungsgleichung  $dz/dt = \mu E(z)$  folgt:

$$z_e(t) = d \frac{U + U_{dep}}{2U_{dep}} + \left( z_0 - d \frac{U + U_{dep}}{2U_{dep}} \right) e^{-\frac{2\mu_e U_{dep}}{d^2} t} \quad (2.13)$$

$$z_h(t) = d \frac{U + U_{dep}}{2U_{dep}} + \left( z_0 - d \frac{U + U_{dep}}{2U_{dep}} \right) e^{\frac{2\mu_h U_{dep}}{d^2} t} \quad (2.14)$$

$z_0$  ist dabei der Ort der Entstehung des Ladungsträgerpaares zum Zeitpunkt  $t = 0$ . Die Ladungssammelzeiten ergeben sich aus  $z_e(t_{coll,e}) = d$  bzw.  $z_h(t_{coll,h}) = 0$  zu:

$$t_{coll,e} = \frac{d^2}{2\mu_e U_{dep}} \ln \left[ \frac{U + U_{dep}}{U - U_{dep}} \left( 1 - \frac{z_0}{d} \frac{2U_{dep}}{U + U_{dep}} \right) \right] \quad (2.15)$$

$$t_{coll,h} = -\frac{d^2}{2\mu_h U_{dep}} \ln \left( 1 - \frac{z_0}{d} \frac{2U_{dep}}{U + U_{dep}} \right) \quad (2.16)$$

Hierbei ist jedoch zu beachten, daß die Ladungsträger während der gesamten Driftzeit ein Influenzsignal auf den Elektroden erzeugen, das mit Hilfe eines ladungsempfindlichen Verstärkers nachgewiesen werden kann.

Während der Drift der Ladungsträger zu den Elektroden verbreitert sich die Ladungswolke durch Diffusion, so daß sich eine zu  $t = 0$  als punktförmig angenommene Ladungswolke durch eine Gaußverteilung wie folgt darstellen läßt:

$$n(x, y, t) = \frac{n_0}{4\pi\sigma^2(t)} \cdot e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2(t)}} \quad (2.17)$$

$$\sigma^2(t) = 2D \cdot t \quad \text{mit} \quad D = \frac{kT\mu}{e} \quad (2.18)$$

$n$  ist hierbei die Dichte der Elektronen bzw. Löcher. Der Index 0 bezieht sich auf den Zeitpunkt  $t = 0$ . Am Beispiel von Silizium ergibt sich damit (für Elektronen)  $\sigma^2/t = 7,3 \mu\text{m}^2\text{ns}^{-1}$ . Entsprechend der Ladungssammelzeiten ergeben sich für Siliziumdetektoren typischerweise Diffusionsbreiten von  $5 - 10 \mu\text{m}$ . [16]

Bei großen Ladungsdepositionen, wie zum Beispiel durch  $\alpha$ -Teilchen, muß neben der Diffusion noch die durch statische Abstoßung hervorgerufene Repulsion der Ladungsträger berücksichtigt werden.

## 2.5 Ortsauflösende Halbleiterdetektoren

In der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Halbleiterdiode wird unabhängig vom Durchtrittsort des Teilchens ein Signal influenziert. Eine Ortsinformation läßt sich durch Segmentieren einer oder beider Elektroden erreichen. Auf diesem Prinzip basieren Streifen- und Pixeldetektoren<sup>4</sup>, die im folgenden vorgestellt werden sollen.

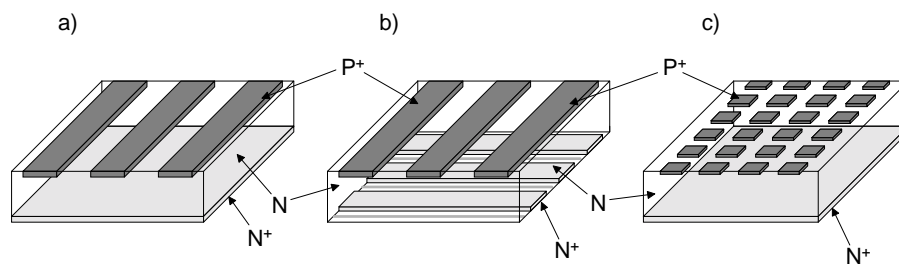


Abbildung 2.8: Schematische Darstellungen der in diesem Abschnitt erläuterten ortssensitiven Halbleiterdetektoren. In a) und b) sind einseitige bzw. doppelseitige Streifendetektoren dargestellt, in c) ein Pixel-Detektor.

<sup>4</sup>Bildzellendetektor, von engl. *picture element*: Bildelement. Der Einfachheit halber wird hier und im folgenden die aus dem Englischen abgeleitete Bezeichnung Pixeldetektor verwendet.

### 2.5.1 Streifendetektoren

Bei einseitigen Streifendetektoren wird eine Elektrode, das heißt Implantation und Aluminisierung, in Streifen segmentiert. Diese haben typischerweise eine Breite von  $10\text{-}100\text{ }\mu\text{m}$ . Der Sensor besteht in den meisten Fällen aus n-dotiertem Grundmaterial mit p-dotierten Streifen.

Während man mit dieser Art der Segmentierung nur eine eindimensionale Ortsinformation erreicht, läßt sich mit Streifendetektoren eine zweidimensionale Information erreichen, indem man beide Elektroden in nicht-parallele Streifen segmentiert. Der Winkel zwischen den Streifen auf n- und p-Seite beträgt häufig  $90^\circ$ , kann im allgemeinen aber auch einen kleineren Wert haben. Treten jedoch Doppel- oder Mehrfachtreffer auf, kommt es zu Ambiguitäten bei der Zuordnung der beiden Koordinaten wie in Abbildung 2.9 veranschaulicht. Aus den entstehenden Signalen ist nicht ohne weiteres ersichtlich, ob die Treffer bei den Koordinaten  $(x_1, y_1)$  und  $(x_2, y_2)$  stattgefunden haben, oder bei  $(x_1, y_2)$  und  $(x_2, y_1)$ . Die Wahrscheinlichkeit einer Fehlzuzuordnung läßt sich unter Verwertung der Pulshöheninformation verringern<sup>5</sup>, jedoch sind bei hohen Trefferraten Pixeldetektoren geeigneter zur zweidimensionalen Ortsrekonstruktion. Insbesondere bei den hohen Spurdichten bei LHC sind Pixeldetektoren als innere Vertexdetektoren notwendig.

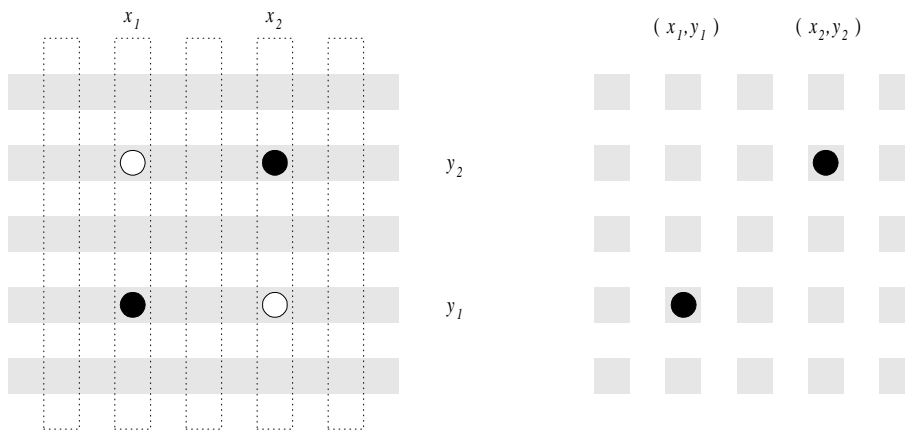


Abbildung 2.9: Bei Mehrfachtreffern entstehen in doppelseitigen Streifendetektoren (links) Mehrdeutigkeiten in der Zuordnung der Trefferkoordinaten zueinander. Bei Pixeldetektoren (rechts) tritt dieses Problem aufgrund der echt zweidimensionalen Ortsinformation nicht auf.

<sup>5</sup> Dabei wird ausgenutzt, daß bei gleicher Verstärkung die Pulshöhen der jeweils zusammengehörenden Signale auf beiden Seiten gleich hoch sein sollten.

### 2.5.2 Pixeldetektoren

Bei Pixeldetektoren wird eine Elektrode in meist rechteckige Pixel segmentiert. Auf diese Weise erhält man aus einem einzelnen Ladungssignal bereits eine echt zweidimensionale Information über den Ort des Teilchendurchtritts. Dadurch entfällt die Zuordnung zweier Signale zueinander und somit auch die Gefahr von Fehlzuordnungen. Neben diesem konzeptionellen Vorteil bieten Pixeldetektoren durch ihre kleinere Elektrodenfläche Vorteile für die signalverarbeitende Elektronik. Zum einen wird dadurch die Lastkapazität für den Verstärker und somit dessen Rauschen deutlich verringert, zum anderen teilt sich der Leckstrom des Sensors auf sehr viel mehr Verstärker auf. Dies ist insbesondere nach Bestrahlung von Vorteil, wenn durch die Schädigung des Sensors der Leckstrom stark ansteigt (vgl. Abschnitt 2.7).

Verglichen mit Streifendetektoren besitzen Pixeldetektoren eine hohe Kanalzahl, da diese nicht wie bei doppelseitigen Streifendetektoren mit dem Umfang des Sensors ansteigt sondern mit der Fläche. Aufgrund der hohen Kanalzahl und der Geometrie ist es somit im Unterschied zu Streifendetektoren nicht mehr möglich, die Verbindung zwischen Sensor- und Elektronikkanal am Rande des Sensors herzustellen. Bei den sogenannten 'hybriden' Pixeldetektoren sind Sensor und Elektronik in zwei getrennten Chips untergebracht. Um nun jeden Sensorkanal mit dem dazugehörigen Elektronikkanal zu verbinden werden die beiden Chips kopfüber (*flip-chip*) durch leitende Kügelchen (z.B. In oder PbSn) miteinander kontaktiert (vgl. Abbildungen 2.10 und 2.11). Dies setzt jedoch voraus, daß die Geometrie der Elektronikzellen der der Sensorpixel angepaßt ist. Somit bestimmt die benötigte Fläche der Elektronik die minimale Größe der Sensorpixel.

### 2.5.3 Ortsauflösung

Die Ortsauflösung von Streifen- und Pixeldetektoren hängt außer von der Streifen- bzw. Pixelbreite von der Art der Signalauswertung ab. Hier muß zwischen digitaler und analoger Auslese unterschieden werden.

#### Digitale Trefferauswertung

Bei der digitalen Auslese wird zur Ortsrekonstruktion nur die reine Trefferinformation benutzt, nicht aber Informationen über die Pulshöhen in den getroffenen Kanälen. Der Fehler dieser Ortsrekonstruktion hängt dabei von der Breite der Ladungswolke und dem damit verbundenen Verhältnis zwischen Einzel- und Doppeltreffern ab. Im Falle von 100% Einzeltreffern ist die Fehlerverteilung direkt durch die Verteilung der Treffer innerhalb des Pixels bzw. des Streifens gegeben. Da man hier in den meisten Fällen von einer Gleichverteilung ausgehen kann, ergibt sich als mittlerer Fehler

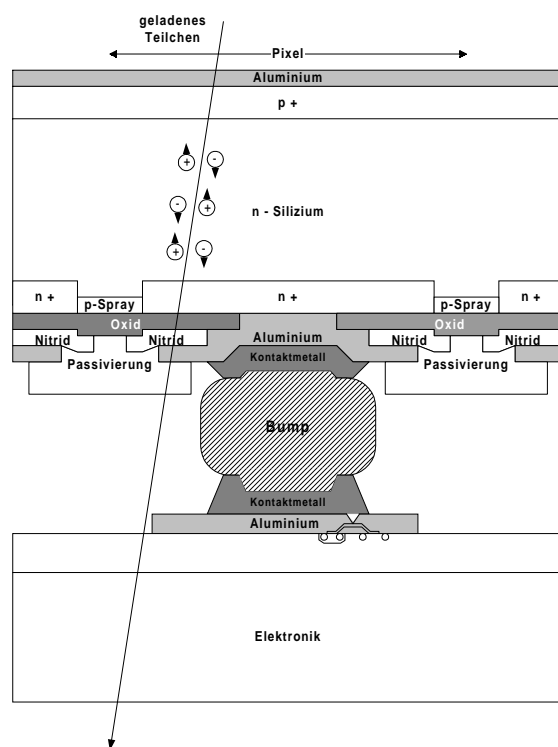


Abbildung 2.10: Schematischer Querschnitt durch die Verbindung zwischen Sensor- und Elektronikpixel.

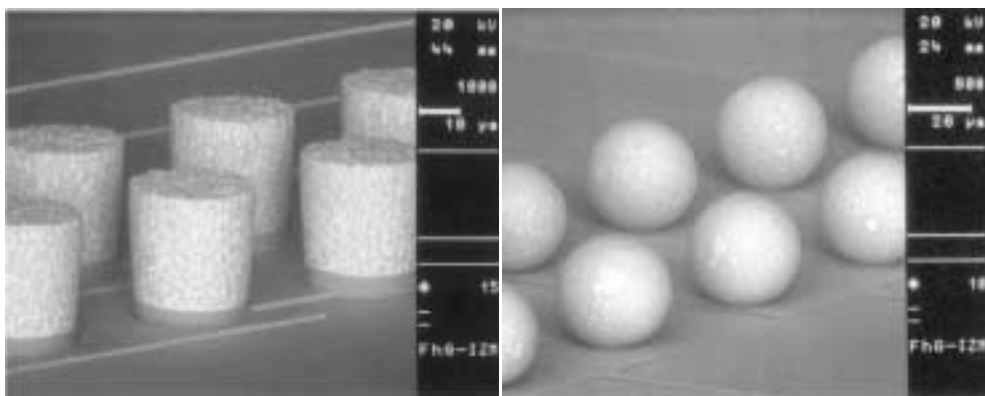


Abbildung 2.11: Blei-Zinn-Bumps nach dem Aufbringen auf den IC (links) sowie nach einem ersten Erhitzungsschritt (rechts). Der Mittenabstand der Kügelchen beträgt  $50\ \mu\text{m}$ , der Durchmesser ca.  $25\ \mu\text{m}$ . Zum Herstellen des Kontakts wird der Sensor kopfüber auf den Chip gesetzt und der Aufbau nochmals erhitzt.[17]

$\sigma$  der Ortsrekonstruktion die Standardabweichung einer Kastenverteilung, deren Breite der Streifenbreite  $p$  entspricht:

$$\sigma = \frac{p}{\sqrt{12}} \quad (2.19)$$

Die Ortsauflösung kann bei digitaler Trefferverarbeitung noch verbessert werden, wenn durch Ladungsteilung bei einem Teilchendurchgang am Rande eines Kanals auch im Nachbarkanal noch ein Treffer nachgewiesen wird. Legt man in diesem Fall den rekonstruierten Teilchendurchtritt auf die Grenze zwischen den beiden Kanälen, so ist der Fehler für diese Ereignisse in der Größenordnung der Diffusionsbreite der Ladungswolke. Den besten mittleren Fehler für eine große Menge gleichverteilter Ereignisse erhält man, wenn sich die Ladung in genau 50% der Fälle auf zwei Kanäle aufteilt und in allen übrigen Fällen nur in einem Kanal nachgewiesen wird. In diesem Grenzfall beträgt die Ortsauflösung die Hälfte des in Formel 2.19 angegebenen Wertes.

### Analoge Trefferauswertung

Steht außer der Trefferinformation auch noch eine Pulshöheninformation zur Verfügung, so kann diese benutzt werden, um den Ort des Treffers noch genauer zu rekonstruieren. Dabei benutzt man, daß die Aufteilung der Ladung zwischen benachbarten Kanälen vom genauen Ort des Teilchendurchgangs abhängt. Unter dieser Voraussetzung kann man durch Bilden des Ladungsschwerpunktes oder durch Anwenden der  $\eta$ -Methode[18] auf den genauen Spurpunkt zurückrechnen. Der Fehler dieser Methode hängt vom Signal-zu-Rausch-Verhältnis  $S/N$  des Detektorsystems ab, das heißt davon, wie sehr die Pulshöheninformation durch das Rauschen des Systems verfälscht wird. Er ist gegeben durch

$$\sigma = \frac{N \cdot \beta}{S} \cdot p \quad (2.20)$$

$\beta$  ist hierbei ein geometrieabhängiger Faktor, der zwischen 4 und 10 liegt [19].

## 2.6 Signalentstehung in segmentierten Detektoren

Werden die im Sensor erzeugten Ladungsträger getrennt, so entsteht auf den Elektroden ein Influenzsignal, das mit Hilfe eines ladungsempfindlichen Verstärkers nachgewiesen werden kann. Das Influenzsignal auf einer gegebenen Elektrode kann mit Hilfe des von Ramo entwickelten Verfahrens des gewichtenden Potentials berechnet werden[20]. Als gewichtendes Potential  $\Phi$  wird das Potential bezeichnet, das die Poissongleichung

$\Delta\Phi = 0$  löst mit der Randbedingung  $\Phi = 1$  für die betrachtete Elektrode und  $\Phi = 0$  für alle übrigen Elektroden.

Bewegt sich nun ein Ladungsträger der Ladung  $q$  mit der Geschwindigkeit  $v_x$  in  $x$ -Richtung, so errechnet sich der auf der Elektrode influenzierte Strom  $i$  nach:

$$i = qv_x \frac{\partial\Phi}{\partial x} \quad (2.21)$$

Bei einer Bewegung entlang eines beliebigen Weges von Punkt 1 nach Punkt 2 ergibt sich somit für die induzierte Ladung  $\Delta Q$ :

$$\Delta Q = q (\Phi(2) - \Phi(1)) \quad (2.22)$$

Bei der Interpretation des gewichtenden Potentials ist folgendes zu beachten:

- Die Bewegung der Ladungsträger wird durch das elektrische Feld bestimmt.
- Das gewichtende Feld hängt nur von der Geometrie der Elektrodenanordnung ab und beschreibt, wie die bewegten Ladungsträger an eine bestimmte Elektrode koppeln.
- Nur für Anordnungen mit zwei Elektroden haben das elektrische und das gewichtende Potential die gleiche Form.

## 2.7 Strahlenschäden

Durchqueren hochenergetische Teilchen den Detektor, so kommt es neben den Energieverlusten durch Ionisation, die zur Entstehung eines Ladungssignales führen, auch zu nicht ionisierendem Energieverlust ('NIEL': *non ionising energy loss*). Durch einen Impulsübertrag an einzelne Gitteratome kann dieser dazu führen, daß Atome des Kristallgitters aus ihrer Gitterposition herausgelöst werden. Dies führt zu einer Leerstelle im Gitter, zum anderen zum Entstehen von Zwischengitteratomen. Diese Fehler im Gitter treten sowohl als Punktdefekte als auch in größeren Gruppen (*cluster*) von Defekten auf.

Zwar sind die Defekte im allgemeinen nicht ortsfest, so daß sie sich beim Aufeinandertreffen eines Zwischengitteratoms mit einer Leerstelle gegenseitig auslöschen können, doch können sich unter Umständen, zum Beispiel durch Anlagern einer Fehlstelle an eine Kristallverunreinigung, auch stabile Defekte ausbilden. Je nach Art des Defektes kann dieser zum Entstehen unterschiedlicher Energieniveaus innerhalb der Bandlücke führen, welche Auswirkungen auf die makroskopischen Eigenschaften des Sensors haben.



Die Stärke der Schädigung skaliert mit dem nicht ionisierenden Energieverlust. Da dieser von der Art und Energie der Strahlung abhängt, werden zur Parametrisierung der Strahlenschäden die Fluenzen auf äquivalente Fluenzen von 1 MeV Neutronen umgerechnet. [22]

Im folgenden soll nun auf die unterschiedlichen makroskopischen Auswirkungen der Strahlenschäden eingegangen werden.

### 2.7.1 Änderung der effektiven Dotierung

Sind in der Bildung von Gitterdefekten die zur Dotierung benutzten Fremdatome involviert, so kann es vorkommen, daß diese ihre Funktion als Donator bzw. Akzeptor verlieren und somit elektrisch inaktiv werden. Gleichzeitig kann es bei der Bildung von Defekten mit Verunreinigungen, wie zum Beispiel Sauerstoff oder Kohlenstoff, zum Entstehen neuer Donator- oder Akzeptorniveaus kommen. Da sich die effektive Dotierung  $N_{eff}$  des Halbleiters aus der Donator- und der Akzeptorkonzentration zusammensetzt, erwartet man folgende Abhängigkeit vom (normierten) Teilchenfluß  $\phi$ :

$$N_{eff}(\phi) = N_{D,0}e^{-c_D\phi} - N_{A,0}e^{-c_A\phi} + b_D\phi - b_A\phi \quad (2.23)$$

Hierbei sind  $N_{D,0}$  und  $N_{A,0}$  die Ausgangskonzentrationen von Donatoren und Akzeptoren und  $c_D$ ,  $c_A$ ,  $b_D$  und  $b_A$  experimentell zu bestimmende Konstanten. Es hat sich gezeigt, daß im Falle von n-dotiertem Silizium der Abbau von Akzeptoren vernachlässigt werden kann und die linearen Terme in Formel 2.23 zu einer fluenzproportionalen Bildung von Akzeptorzuständen zusammengefaßt werden können. Somit ergibt sich die effektive Dotierung zu

$$N_{eff}(\phi) = N_{D,0}e^{-c\phi} - N_{A,0} - b\phi \quad (2.24)$$

mit den experimentell bestimmten Konstanten  $c = 3,54 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 \pm 4,5\%$  und  $b = 7,94 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1} \pm 8,0\%$  [22].

Diese Änderung der effektiven Dotierung hat zum einen gemäß Formel 2.11 eine Änderung der Depletionsspannung zur Folge, zum anderen führt sie dazu, daß bei hinreichend hohen Strahlungsdosen n-dotiertes Material in effektiv p-dotiertes umgewandelt wird ('Typinversion') und sich somit auch das qualitative Verhalten des Sensors verändert.

### 2.7.2 Sperrstrom

Durch gleichzeitige Emission eines Elektrons in das Leitungsband und eines Loches in das Valenzband kann ein Kristalldefekt ein frei bewegliches Ladungsträgerpaar generieren. Dies führt zu einem Anwachsen des Sperrstromes. Aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit der Emissionswahrscheinlichkeit von der Position des Energieniveaus innerhalb der Bandlücke tragen zu diesem Effekt hauptsächlich Energieniveaus in der Mitte

der Bandlücke bei (sogenannte tiefe Störstellen). Wie aufgrund der Proportionalität zwischen Fluß und Defektdichte erwartet, findet man einen linearen Zusammenhang zwischen Fluß  $\phi$  und Sperrstrom  $I$ :

$$\frac{\Delta I}{I} = \alpha \phi \quad (2.25)$$

Eine Zunahme des Sperrstromes im Halbleiterdetektor führt zu einer Erhöhung des Rauschens sowie zu einer gesteigerten Verlustleistung im Sensor.

### 2.7.3 Ladungssammlung

Während zur Generation eines Elektron-Loch-Paares hauptsächlich Energieniveaus in der Mitte der Bandlücke beitragen, können Energieniveaus in der Nähe eines der beiden Bänder (sogenannte flache Störstellen) zum Einfang (*trapping*) bzw. zur Emission eines einzelnen Ladungsträgers führen. Der wichtigste Effekt dieser Störstellen ist der Einfang und die verzögerte Emission (*detrapping*) von Signalladungen. Abhängig von der *detrapping*-Zeitkonstante, die von der Tiefe der Störstelle abhängt, gehen die Ladungen für das Signal verloren. In diesem Fall führt das *trapping* zu einer Verminderung der Signalthöhe. Zur quantitativen Beschreibung der *trapping*- und *detrapping*-Prozesse dienen die mittleren Lebensdauern der Ladungsträger bzw. die mittlere Verweildauer in der Störstelle.[22]

### 2.7.4 Oberflächenschäden

Unter dem Begriff der Oberflächenschäden faßt man alle Schäden zusammen, die in den Passivierungsschichten, sei es aus Oxid oder aus anderen Isolatoren, entstehen. In Siliziumsensoren sind dies hauptsächlich die Schäden in der Oxidschicht auf der Sensoroberfläche, im Elektronikchip die Schäden im Gate-Oxid.

Im Unterschied zu den Substratschäden hat bei den Oberflächenschäden der ionisierende Energieverlust die stärksten Auswirkungen. Die beim Teilchendurchtritt entstehenden Elektron-Loch-Paare werden bei Vorhandensein eines elektrischen Feldes getrennt, jedoch besitzen die Elektronen im Oxid ungefähr die  $10^6$ -fache Mobilität der Löcher. Dadurch können die Elektronen zu den angeschlossenen Elektroden driften, während die Löcher in tiefen Störstellen gefangen werden. Dies führt zu einer positiven Aufladung des Oxids, wodurch sich im Silizium an der Grenzfläche eine Elektronenakkumulationslage bildet. Diese wirkt sich bei den Sensoren abhängig vom Design insbesondere auf die Feldverhältnisse an der Oberfläche und somit auf die Durchbruchfestigkeit aus.[23]

### **2.7.5 Ausheilungsverhalten von Strahlenschäden**

Durch thermische Anregung können Defektkomplexe im Halbleitermaterial zerfallen und dadurch entweder inaktiv werden oder neue Defekte bilden. Dies führt zu einer zeitlichen Veränderung der Detektoreigenschaften, deren Geschwindigkeit temperaturabhängig ist. In Silizium wurden in erster Linie Auswirkungen auf die effektive Dotierung und somit die Depletionsspannung festgestellt. Hierbei handelt es sich um gegenläufige Effekte, die zeitabhängig sowohl zu einem Abfall als auch zu einem Anstieg der Depletionsspannung führen können.

Neben der Änderung der Dotierungsspannung kommt es weiterhin zu einer Abnahme des strahleninduzierten Leckstromes. [23]



## Kapitel 3

# Der ATLAS-Pixeldetektor

Der Pixeldetektor stellt den innersten Spurdetektor des ATLAS-Experimentes dar. Er besteht aus drei zylinderförmigen Detektorlagen sowie aus jeweils drei Scheiben in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung. Die zylindrischen Lagen haben Radien von 50, 5, 88, 5 und 122, 5 mm und eine Länge von ca. 801, 4 mm. Die Scheiben befinden sich zu beiden Seiten in Abständen von 495, 580 und 650 mm vom Wechselwirkungspunkt, ihre aktiven Flächen besitzen einen inneren Radius von 88, 77 mm.[27] Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Ansicht des Pixeldetektors.

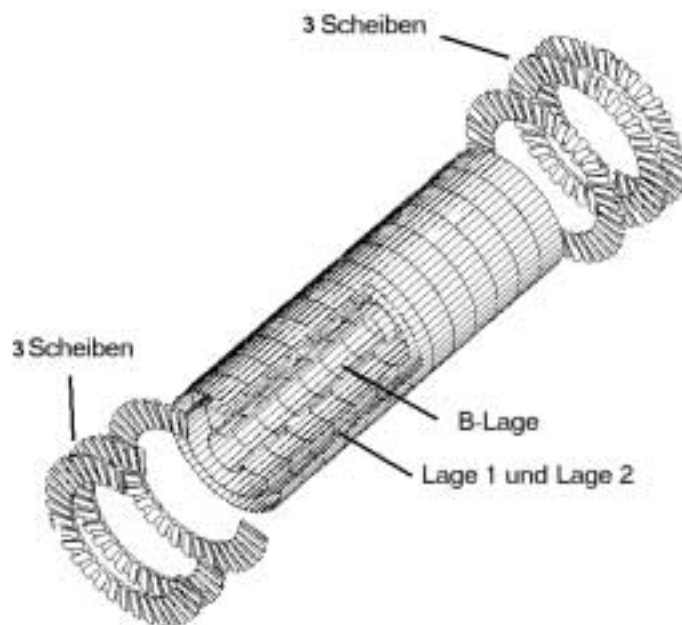


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des ATLAS-Pixeldetektors

Die Grundeinheit des Pixeldetektors bilden Module, bestehend aus einem Sensor sowie 16 Verstärkerchips (auch: *Frontend Chips*) und einem Kontrollchip. Im Zentralbereich sind die Module auf parallel zum Strahlrohr verlaufenden sogenannten *staves*<sup>1</sup> angeordnet. Der Pixeldetektor wird aus 1744 Modulen mit insgesamt ca.  $8 \cdot 10^7$  Pixeln bestehen. Im folgenden sollen nun die einzelnen Komponenten des Pixeldetektors beschrieben werden. Ein Schwerpunkt liegt dabei auf den im Rahmen dieser Arbeit benutzten Elektronikchips.

### 3.1 Die Module

Als Modul bezeichnet man die Grundeinheit aus einem Siliziumsensor mit 47232 Pixeln, 16 Elektronikchips, die in zwei Reihen zu je acht Chips angebracht sind, und einem sogenannten *Module Control Chip* (MCC), der die Ansteuerung der Verstärkerchips sowie die Serialisierung der Trefferdaten übernimmt (*event building*). Die Kommunikation zwischen dem MCC und den äußeren Detektorkomponenten erfolgt über optische Signale. Diese werden in einem *Opto Package* mit PIN-Dioden und VCSELn<sup>2</sup> sowie den zugehörigen Steuerchips VDC und DORIC von elektrischen in optische Signale gewandelt und umgekehrt. Abbildung 3.2 zeigt schematisch die einzelnen Komponenten der Auslese des Pixeldetektors.

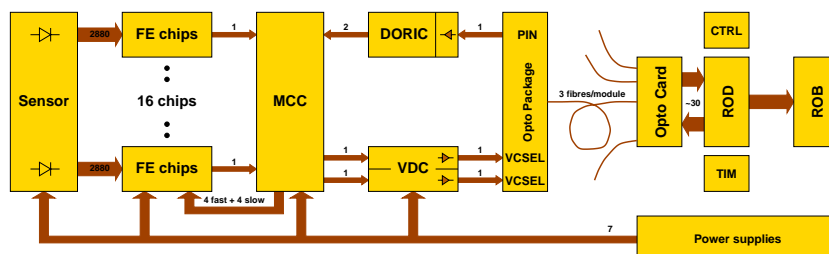


Abbildung 3.2: Auslese des Pixelsensors. Die Auslese eines Sensors geschieht durch 16 Elektronikchips, welche durch einen 'Module Control Chip' gesteuert werden. Die Kommunikation mit der weiteren Elektronik erfolgt über optische Signale.

Für die Hybridisierung, das heißt die Herstellung der Sensor-Elektronik-Module, wurden zwei unterschiedliche Technologien erprobt, die im folgenden vorgestellt werden sollen.

<sup>1</sup>dt.: Faßdauben

<sup>2</sup>Vertical cavity surface emitting laser diode

### 3.1.1 Flex Hybrid

In den Lagen 1 und 2 des Pixeldetektors sowie in den Vorwärts- und Rückwärtsbereichen wird die sogenannte *Flex Hybrid* Technologie eingesetzt. In dieser Technologie werden die Elektronikchips über *bump bonds* direkt mit dem Sensor verbunden. Auf der Rückseite des Sensors wird eine flexible, zweilagige Kaptonfolie aufgebracht, in der sich die zur Signalführung und Versorgung der Elektronikchips nötigen Leiterbahnen befinden. Die Anschlußfelder der Elektronikchips werden über *wire bonds* mit den entsprechenden Leitungen auf der Kaptonfolie verbunden. Weiterhin befinden sich auf dieser der MCC, der ebenfalls über *wire bonds* kontaktiert wird, sowie Kapazitäten zur Filterung der Versorgungsspannungen. Abbildung 3.3 zeigt einen schematischen Querschnitt durch ein *Flex Hybrid* Modul.

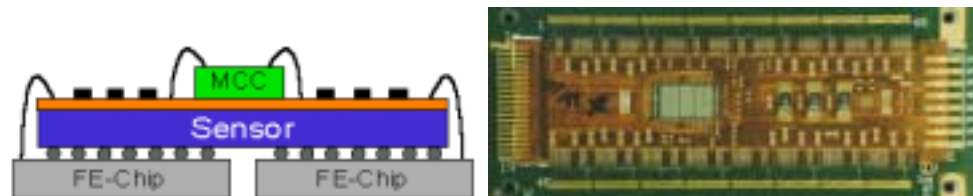


Abbildung 3.3: Schematischer Querschnitt durch (links) und Aufsicht auf (rechts) ein 'Flex Hybrid' Modul. Zu erkennen sind die 'wire bond' Verbindungen zu den Elektronikchips sowie der Module Control Chip und passive Komponenten auf der Kaptonfolie.

### 3.1.2 MCM-D

Für die B-Lage des ATLAS-Experiments ist der Einsatz der sogenannten MCM-D<sup>3</sup> Technologie geplant [28]. In dieser Technologie werden auf den Sensor zunächst vier abwechselnde Lagen aus Kupfer und Dielektrikum<sup>4</sup> aufgebracht. In diesen Lagen ist es möglich, sowohl Leiterbahnen als auch Durchkontaktierungen zu realisieren. Jeder Sensorpixel ist über eine Durchkontaktierung mit einem Anschlußfeld in der obersten Kupferlage verbunden. Auf diesem wird dann ein *bump bond* aufgebracht, der mit dem entsprechenden Elektronikpixel verbunden werden kann.

Im Unterschied zu der *Flex Hybrid* Technologie besitzt hier der Sensor einen leicht größeren Randbereich. In der BCB-Kupfer-Struktur über diesem Bereich können die Zuleitungen und Anschlüsse zu den Elektronikchips untergebracht werden, so daß die bei einem *Flex Hybrid* Modul

<sup>3</sup>Multi Chip Module Deposited

<sup>4</sup>BCB: Benzocyclobuten

notwendigen *wire bonds* entfallen. Ebenso wird der MCC mit *bump bonds* kopfüber an die MCM-D Struktur über einem inaktiven Bereich des Sensors angeschlossen. Abbildung 3.4 zeigt einen schematischen Querschnitt durch ein MCM-D Modul.

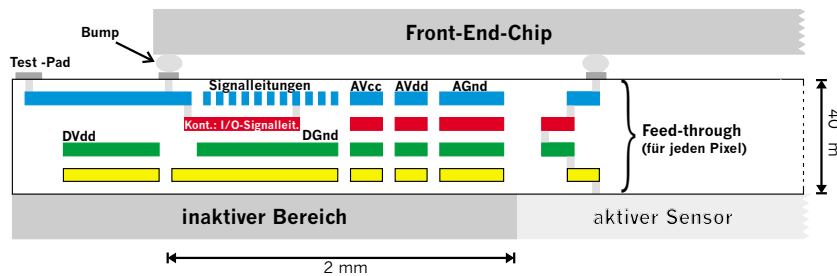


Abbildung 3.4: Querschnitt durch ein MCM-D Modul [28]. Zu erkennen sind im rechten (aktiven) Bereich die Durchkontaktierungen zum Herstellen des Chip-Sensor-Kontaktes sowie im linken, inaktiven Bereich die Bus-Strukturen zur Zuführung der Versorgungsspannungen und Signalleitungen an die Elektronikchips.

## 3.2 Die Sensoren

Die im ATLAS-Pixeldetektor verwendeten Siliziumsensoren besitzen eine aktive Fläche von  $60,8 \text{ mm} \times 16,4 \text{ mm}$ . Darauf befinden sich  $144 \times 328$  rechteckige Pixel der Größe  $400 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ .<sup>5</sup> In den Lagen 1 und 2 werden Sensoren mit einer Dicke von  $250 \mu\text{m}$  eingesetzt, die Sensoren in der B-Lage haben eine Dicke von  $200 \mu\text{m}$ .

Die für die Entwicklung der Sensoren wesentliche Anforderung entsteht im ATLAS-Experiment durch die hohen Strahlungsdosen, denen insbesondere die innersten Lagen des Pixeldetektors ausgesetzt sind. Im folgenden soll der Aufbau der Pixelsensoren im Hinblick auf die erforderliche Strahlentoleranz vorgestellt werden.

### Aufbau

Bei den ATLAS-Pixelsensoren handelt es sich um Sensoren mit stark n-dotierten Pixelimplantationen auf einem leicht n-dotierten Substrat. Entscheidend für die Wahl dieses Aufbaus war die in Abschnitt 2.7 beschriebene Änderung der effektiven Dotierung. Diese führt zunächst dazu, daß das Substrat von effektiv n-dotiertem Material zu effektiv p-dotiertem Material wird. Im Anschluß an diese Typinversion wächst die Dotierung des

<sup>5</sup>Einige der Pixel besitzen eine Länge von  $600 \mu\text{m}$ , vgl. Abschnitt "Zwischenchipbereich"



Substrates weiter an, was zu einem entsprechenden Anstieg der Depletionsspannung führt. Dadurch wird es ab einer bestimmten Laufzeit nicht mehr möglich sein, die Sensoren vollständig zu depletieren. Da sich nach der Typinversion der pn-Übergang und damit der depletierte Bereich jedoch an der ladungssammelnden Elektrode des Sensors befindet, ist es möglich, den Detektor auch bei unvollständiger Depletion zu betreiben. Abbildung 3.5 veranschaulicht diesen Zusammenhang am Beispiel des gewählten Aufbaus ( $n^+$  in  $n'$ ) und konventioneller  $p^+$  in  $n'$ -Sensoren.

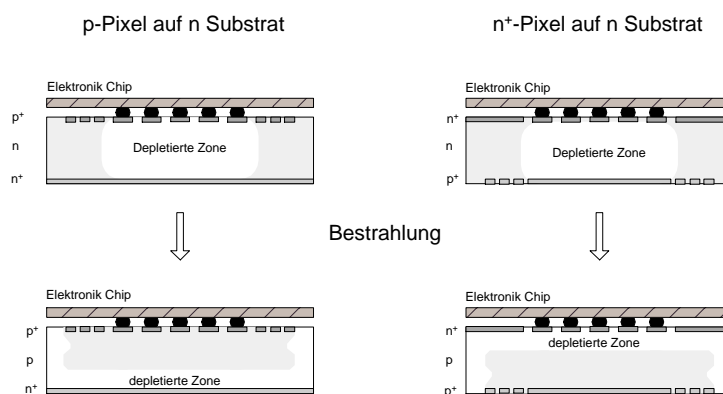


Abbildung 3.5: Zum Aufbau der Pixelsensoren. Im Falle von  $p$ -Pixelimplantationen liegt der depletierte Bereich nach Typinversion an der Rückseite, bei  $n^+$ -Pixelimplantationen an der Vorderseite des Sensors. Dadurch wird der Betrieb auch bei unvollständiger Depletion ermöglicht.

Es hat sich gezeigt, daß sich die Änderung der effektiven Dotierung durch gezielte Verunreinigungen des Sensormaterials mit Sauerstoff beeinflussen läßt. [29] Abbildung 3.6 zeigt Simulationen der Depletionsspannung in den beiden innersten Lagen des Pixeldetektors. Man erkennt, daß der Anstieg der Depletionsspannung in sauerstoffangereicherten Sensoren deutlich schwächer ist als in Sensoren aus Standardsilizium. Da die Signalthöhe bei unvollständiger Depletion mit der Dicke der Depletionszone zunimmt, werden für den ATLAS-Pixeldetektor sauerstoffangereicherte Sensoren verwendet werden.

### Isolationstechniken

Aufgrund des gewählten  $n^+$  auf  $n$ -Aufbaus der ATLAS-Pixelsensoren sind die Pixel zunächst leitend miteinander verbunden. Um dies zu verhindern,

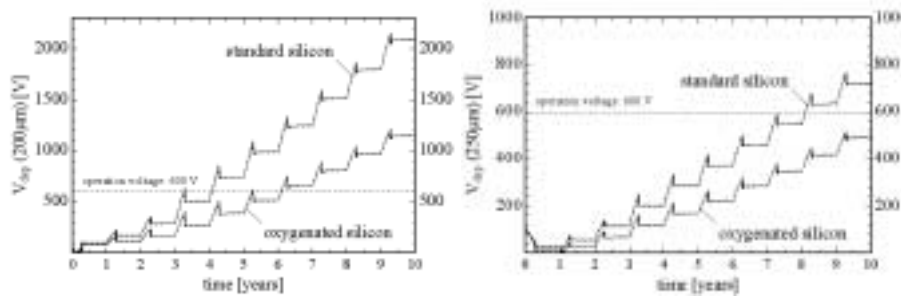


Abbildung 3.6: Anstieg der Depletionsspannung für sauerstoffangereichertes und Standard-Silizium. Dargestellt sind Simulationen für die B-Lage (links) und Lage 1 (rechts) des ATLAS-Pixeldetektors (aus [29]).

muß zwischen den Pixeln eine zusätzliche Implantation zur Isolation angebracht werden. Hierzu wurden zwei grundsätzlich verschiedene Alternativen erprobt:

- *p-stop-Isolation*: In der p-stop-Technik wird eine hochkonzentrierte, räumlich begrenzte p-Implantation zwischen den Pixeln angebracht. Diese führt dazu, daß die Pixel elektrisch voneinander getrennt sind, sobald der Sensor depletiert ist.
- *p-spray-Isolation*: Ein ähnliches Verhalten läßt sich erreichen, wenn man den gesamten Sensor vor der Pixelimplantation mit einer schwachen p-Implantation überzieht. Auch hier sind die Pixel bei Depletion des Sensors elektrisch voneinander getrennt, jedoch ergeben sich andere Feldstärkenverhältnisse an den Rändern der Implantationen.

Dabei ist zu beachten, daß es durch die Erhöhung der Elektronenakkumulationslage nach Bestrahlung zu einer Änderung der Feldstärkenverhältnisse an der Sensoroberfläche kommt. Insbesondere kommt es zu hohen Feldstärken an den Rändern der p-stop-Implantationen, während die großflächige p-spray-Implantation die wachsende Akkumulationslage auch weiterhin kompensiert und dadurch zu einer höheren Spannungsfestigkeit nach Bestrahlung führt. [30]

Für das ATLAS-Experiment wurde eine leicht geänderte Variante der p-spray-Isolation gewählt. Durch eine geschickte Wahl in der Reihenfolge der Maskenschritte läßt es sich erreichen, daß sich die Dotierung zwischen Isolation und Pixelimplantation in zwei Stufen ändert. Durch diesen allmählicheren Übergang in der sogenannten *moderated p-spray*-Variante ergeben sich günstigere Feldstärkenverhältnisse und damit eine hinreichende Spannungsfestigkeit der *p-spray*-Sensoren auch vor der Bestrahlung. [31]

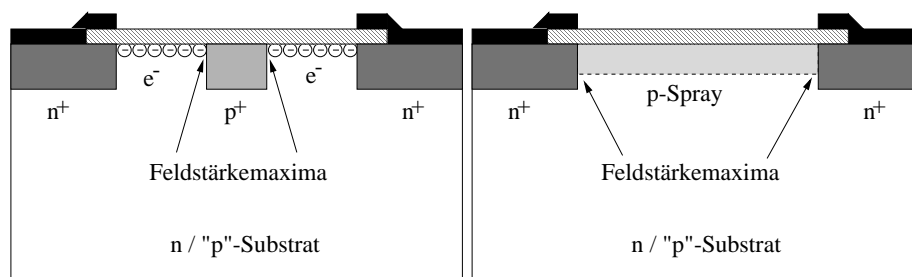


Abbildung 3.7: Isolationstechniken p-stop (links) und p-spray (rechts). In der dargestellten Ausführung besitzen p-stop-Sensoren die höhere Spannungsfestigkeit vor Bestrahlung, p-spray-Sensoren die höhere Spannungsfestigkeit nach Bestrahlung.

### Zwischenchipbereich

Um Toleranzen bei der Modulproduktion zuzulassen, werden die Elektronikchips mit Abständen von  $400\text{ }\mu\text{m}$  zwischen den jeweils äußersten Elektronikpixeln auf dem Sensor befestigt. Um den Bereich zwischen diesen Pixeln dennoch auslesen zu können, weicht die Größe und Kontaktierung der Sensorpixel in diesen Randbereichen von dem der übrigen Pixel ab. Dies veranschaulicht Abbildung 3.8. In der langen Pixelrichtung werden die Pixel von  $400\text{ }\mu\text{m}$  auf  $600\text{ }\mu\text{m}$  verlängert. In der kurzen Pixelrichtung ist dies nicht möglich, da dies einer Verfünffachung der Sensorfläche entsprechen würde. Daher werden in dieser Richtung die zwischen den Elektronikchips liegenden Pixel mit bereits angeschlossenen Elektronikpixeln verbunden. Im Falle von Doppeltreffern können die entstehenden Ambiguitäten aufgrund des gewählten Anschlußmusters aus den Trefferdaten des betroffenen Moduls aufgelöst werden, bei Einzeltreffern kann dies mit Hilfe der anderen Detektorlagen geschehen.

### Sensorprototypen

Im Rahmen der Sensorentwicklung für den ATLAS-Pixeldetektor wurden mehrere Sensorprototypen untersucht [32][33]. Die Unterschiede zwischen den einzelnen Prototypen liegen dabei im wesentlichen in der Isolationstechnik sowie in der Pixelgeometrie. Mit Ausnahme der Tile-1-Sensoren besitzen alle der in Abbildung 3.9 dargestellten Sensoren eine p-spray-Isolation. Die Tile-2-Sensoren besitzen zusätzlich noch eine ringförmige floatende n-Implantation um jeden Pixel, die dazu dienen soll, die Kapazität zwischen den einzelnen Pixeln und damit das Übersprechen zu verringern. Das endgültige Design entspricht im wesentlichen dem SSGc-Sensor, der sich in den in der ATLAS-Kollaboration durchgeführten Teststrahlstudien

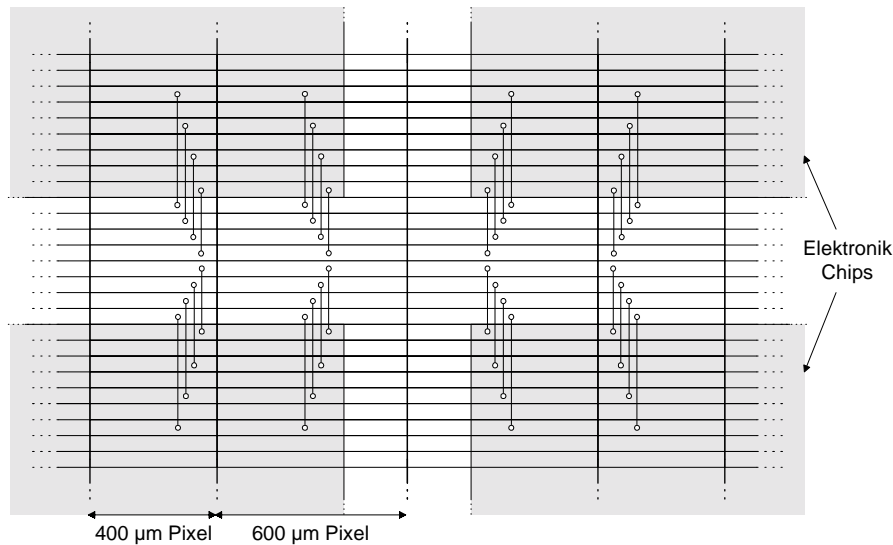


Abbildung 3.8: Der Bereich zwischen den Elektronikchips eines Moduls. Während die Sensorpixel in der langen Pixelrichtung um  $200\text{ }\mu\text{m}$  verlängert wurden, werden in der kurzen Pixelrichtung jeweils zwei Sensorpixel mit einem Elektronikpixel verbunden.

als der Prototyp mit den besten Ladungssammlungseigenschaften erwiesen hat.

Neben den Sensoren zum Aufbau vollständiger Pixeldetektormodule wurden zur einfacheren Durchführung von Messungen auch Sensoren in der Größe eines einzelnen Elektronikchips hergestellt.

### 3.3 Anforderungen an die Elektronik

Aufgabe der Pixelchips ist es, die in den einzelnen Sensorpixeln entstehenden Signale zu verstärken, zu digitalisieren und bis zum Eintreffen eines L1-Triggers zwischenzuspeichern. Beim Eintreffen eines Triggers müssen dann die Treffer des entsprechenden Wechselwirkungszeitpunktes an die weiterverarbeitende Elektronik übertragen werden. Desweiteren sollen die Pixelchips möglichst umfassende Möglichkeiten zur Diagnose sowie zum Auffinden und Maskieren einzelner defekter Pixel zur Verfügung stellen.

Anforderungen an die Elektronikchips ergeben sich sowohl aus den physikalischen Anforderungen an den Pixeldetektor als auch aus den zu erwartenden Betriebsbedingungen. Die wesentlichen dieser Anforderungen sollen im folgenden vorgestellt werden.

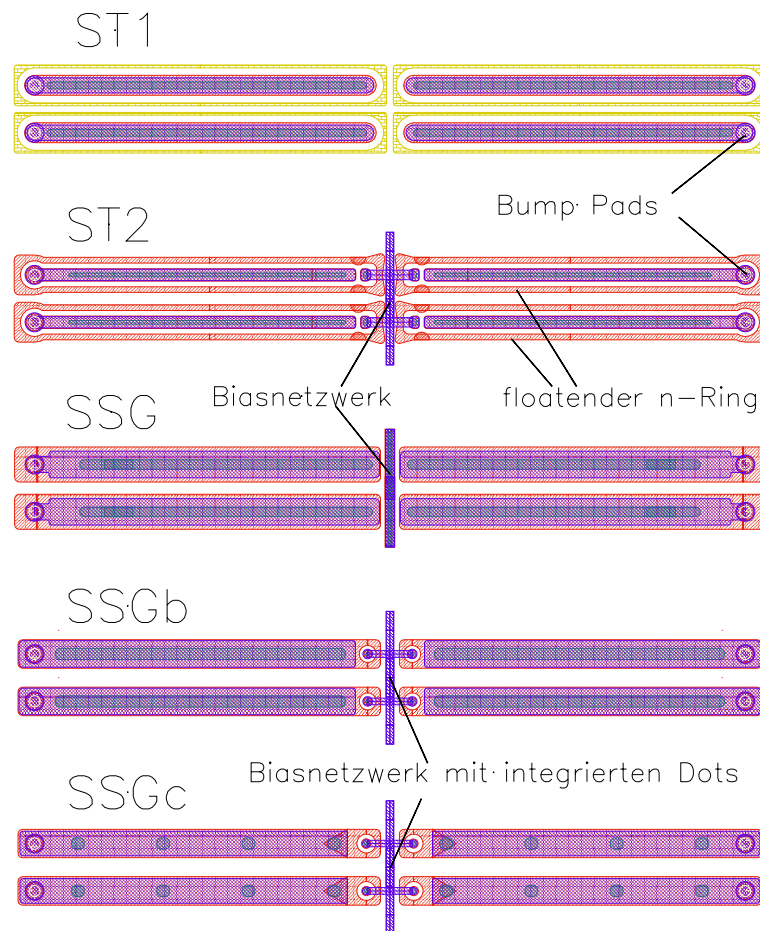


Abbildung 3.9: Die verschiedenen Sensorprototypen[33]. Abgesehen von dem ST1-Design besitzen alle Sensoren p-spray-Isolationen.

### Physikalische Anforderungen

Für eine effiziente Spurrekonstruktion wird verlangt, daß für jede Spur mindestens drei Treffer im Pixeldetektor nachgewiesen werden.<sup>6</sup> Um dies in einer hinreichend hohen Anzahl von Ereignissen zu gewährleisten, verlangt man, daß jeder einzelne Spurpunkt mit einer Effizienz von 95% nachgewiesen wird. Effizienzverluste können dabei durch unterschiedliche Ursachen auftreten:

- Mögliche ineffiziente Bereiche zwischen den Elektronikchips eines Moduls.

<sup>6</sup>Im Pseudorapiditätsbereich  $\eta \leq 2,5$

- Verluste durch zu hohe Nachweisschwellen, insbesondere bei niedrigen Signalhöhen nach Bestrahlung bzw. im Falle von Ladungsteilung zwischen den Sensorpixeln.
- Falsche zeitliche Zuordnung bei geringen Signalhöhen. Da für jedes Ereignis nur die Daten zu einem Wechselwirkungszeitpunkt ausgelesen werden, gehen Signale mit einer zu großen zeitlichen Verzögerung und damit falscher Zuordnung zum Wechselwirkungszeitpunkt verloren. Andererseits können falsch zugeordnete Ereignisse aus vorhergehenden Ereignissen als Rauschtreffer in einem Ereignis erscheinen. Als Maß für diesen Effekt wird der sogenannte *timewalk* benutzt, der die minimale Ladungsmenge angibt, die noch zeitrichtig nachgewiesen wird.
- Totzeiten getroffener Pixel, das heißt Zeiten, innerhalb der diese keine weiteren Treffer nachweisen können.
- Verluste von Trefferdaten in der Ausleselogik. Diese hängt einerseits von der Belegungsdichte innerhalb eines Chips ab, andererseits von der Auslesearchitektur und der Größe des auf dem Chip zur Verfügung stehenden Speichers.
- Tote oder wegen zu hohen Rauschens maskierte Pixel.

Um zu erreichen, daß die Summe dieser Effizienzverluste 5% nicht übersteigt, fordert man, daß Treffer in einer einzelnen (nicht maskierten) Pixelzelle mit einer Effizienz von 98% nachgewiesen und zeitlich korrekt zugeordnet werden. Somit dürfen Effizienzverluste durch Schwelle, *timewalk* und Datenverluste in der Auslesearchitektur 2% nicht übersteigen.[34]

Neben der Anforderung an die Effizienz ist für physikalische Fragestellungen die Ortsauflösung der einzelnen gemessenen Spurpunkte von Bedeutung. Diese wird bestimmt durch die Größe der Sensorpixel, die wiederum durch den von der Elektronik benötigten Platz gegeben ist. Simulationen haben gezeigt, daß aufgrund von Vielfachstreuung und mechanischen Unsicherheiten eine Auflösung von besser als  $10\text{ }\mu\text{m}$  in  $R\phi$ -Richtung keine Verbesserung bei der Messung des Stoßparameters bewirkt. Für die meisten physikalischen Fragestellungen ist außerdem eine Auflösung von ca.  $100\text{ }\mu\text{m}$  in  $z$ -Richtung ausreichend.[34] Um sowohl den Anforderungen an die Ortsauflösung als auch dem Platzbedarf der benötigten Elektronik gerecht zu werden, wurden daher rechteckige Pixel mit einer Größe von  $50\text{ }\mu\text{m} \times 400\text{ }\mu\text{m}$  gewählt.<sup>7</sup> Bei digitaler Auslese ergibt sich somit eine Ortsauflösung von ca.  $14\text{ }\mu\text{m} \times 115\text{ }\mu\text{m}$ , die durch Auswertung der Pulshöheninformation noch verbessert werden kann.

<sup>7</sup>In der B-Lage soll die Länge der Pixel dagegen nur  $300\text{ }\mu\text{m}$  betragen.

### Signalhöhen

Der wahrscheinlichste Wert für die Signalthöhe eines  $250\text{ }\mu\text{m}$  dicken Silizium-Sensors beträgt ca. 19000 e. Nach Bestrahlung ist einerseits mit einer Verringerung der Depletionstiefe auf bis zu  $100\text{ }\mu\text{m}$ , andererseits mit einer Zunahme des Ladungsverlustes durch strahlungsinduzierte *trapping*-Zentren zu rechnen. Daher wird von der Elektronik verlangt, daß Signale von nur 6000 e effizient nachgewiesen werden.<sup>8</sup>

Da im ATLAS-Experiment zu jedem Trigger nur Daten zu einem 25 ns dauernden Zeitraum ausgelesen werden, erfordert ein effizienter Nachweis neben dem reinen Signalnachweis auch eine auf 25 ns genaue zeitliche Zuordnung.

Um dies auch dann zu erreichen, wenn sich die Ladung zwischen benachbarten Pixeln aufteilt, muß es möglich sein, Ladungen von nur 3000 e zeitrichtig nachzuweisen. Da Signale, deren Amplituden nur wenig mehr als die Diskriminatorschwelle betragen, mit einer höheren zeitlichen Verzögerung nachgewiesen werden, fordert man als kleinste einstellbaren Schwelle des Elektronikchips einen Wert von 2000 e. Neben einem möglichst niedrigen Rauschen erfordert dies auch, daß die Schwellen der Pixel nur geringfügig von ihrem nominellen Wert abweichen dürfen. Diese Abweichungen lassen sich durch die Schwellendispersion quantifizieren, das heißt durch die Abweichung der Schwellen vom Nominalwert für alle Pixel des Chips. Rauschen  $\sigma_{noise}$  und Schwellendispersion  $\sigma_{thresh}$  bilden zusammen das effektive Rauschen

$$\sigma_{eff} = \sqrt{\sigma_{noise}^2 + \sigma_{thresh}^2} \quad (3.1)$$

Die Rauschtrefferrate ist durch den Abstand zwischen der Schwelle und dem effektiven Rauschen bestimmt. Um zu gewährleisten, daß die Anzahl an Rauschtreffern auch bei der anfänglich niedrigen Luminosität deutlich unter der Anzahl an echten Treffern liegt, fordert man einen Faktor von 5 zwischen dem effektiven Rauschen  $\sigma_{eff}$  und der niedrigsten geforderten Schwelle von 2000 e. Dies entspricht einem effektiven Rauschen von 400 e bzw. einem Wert von jeweils  $\sim 280$  e für Rauschen und Schwellendispersion.

### Strahlungstoleranz

Der erwartete Teilchenfluß hat neben Strahlenschäden im Sensor und der damit verbundenen Abnahme der Signalthöhen auch eine direkte Strahlenschädigung der Elektronik zur Folge:

- Die genau wie bei den Sensoren entstehenden Oxidladungen führen zu einer Verschiebung der Schwellenspannungen der Transistoren.

---

<sup>8</sup>Als wahrscheinlichsten Wert der Landauverteilung erwartet man Ladungen von ca. 10000 e. Um auch Treffer mit niedrigerer Energiedeposition nachzuweisen, fordert man als untere Grenze einen um den Faktor 0,6 kleineren Wert.[34]

- Durch Veränderungen der Ladungsträgermobilitäten kommt es zu einer Änderung der Verstärkungen in den Transistoren.
- Volumendefekte führen zu Leckströmen zwischen Drain und Source bei abgeschalteten Transistoren.

Um diese Effekte bzw. die Auswirkungen auf die Schaltungen möglichst gering zu halten, werden für die ATLAS Pixelchips spezielle, strahlenharte Technologien gewählt.[35]

Eine weitere Anforderung für die Elektronik ergibt sich aus der Strahlenschädigung des Sensors und dem damit verbundenen Anstieg des Leckstromes. Da dieser exponentiell von der Temperatur abhängt, soll der gesamte Detektor auf  $-7^{\circ}\text{C}$  gekühlt werden. Um dies bei minimalem Materialeinsatz für die Kühlung zu ermöglichen, wurde die Leistungsaufnahme des Pixeldetektors auf  $0,6\text{ Wcm}^{-2}$  entsprechend einer Leistungsaufnahme von 250 mW für einen einzelnen Elektronikchip beschränkt. Der noch verbleibende Detektorleckstrom von bis zu 50 nA/Pixel muß in den Vorverstärkerzellen des Elektronikchips kompensiert werden.

Tabelle 3.1 faßt die wesentlichen Anforderungen an die ATLAS Pixelchips zusammen.

| Parameter                                    | Anforderung   |
|--|---|
| Auflösung in $R\phi$                         | $< 15\text{ }\mu\text{m}$                               |
| Auflösung in $Z$                             | $< 100\text{ }\mu\text{m}$                              |
| Effizienz des Spurpunktes                    | 95%   |
| <i>in time</i> Effizienz des Einzeltreffers  | 98%   |
| Minimal einstellbare Schwelle                | $< 3000\text{ e}$                                       |
| Minimale Schwelle für zeitrichtigen Nachweis | 3000 e  |
| Rauschtrefferrate                            | $< 10^{-6}\text{ Pixel}^{-1}\text{ W}_{\text{w.}}^{-1}$ |
| Effektives Rauschen $\sigma_{\text{eff}}$    | $< 400\text{ e}$  |
| Pixel-Totzeit(B-Lage)                        | 0,5 $\mu\text{s}$                                       |
| Pixel-Totzeit(Lage 1 u. 2)                   | 2,5 $\mu\text{s}$                                       |
| Strahlungstoleranz                           | $\geq 300\text{ kGy}$                                   |
| Leckstromtoleranz                            | 50 nA/Pixel   |
| Leistungsaufnahme                            | 250 mW/Chip   |

Tabelle 3.1: Anforderungen an die ATLAS-Pixelchips

### 3.4 Die Pixelchips

Unter den im vorigen Abschnitt vorgestellten Gesichtspunkten wurden in der ATLAS-Kollaboration mehrere Pixelchip-Prototypen entwickelt. Dabei



wurden Prototypen aus zwei unterschiedlichen Architekturen zu einem gemeinsamen Entwurf zusammengeführt (s. Abb. 3.10). Allen Prototypen gemeinsam ist eine Matrix aus  $50\text{ }\mu\text{m} \times 400\text{ }\mu\text{m}$  großen Pixeln. Bei den ersten Prototypen handelte es sich dabei um kleinere Pixelmatrizen zum Test der Funktionsweise der Pixelzelle und der unterschiedlichen Auslesearchitekturen. Die Pixelchips FE-A und FE-B sowie alle neueren Chips haben dagegen die endgültige Größe der ATLAS-Chips und besitzen die vollständige Logik zum Zwischenspeichern der Trefferdaten sowie zur Kommunikation mit dem *Module Control Chip*.

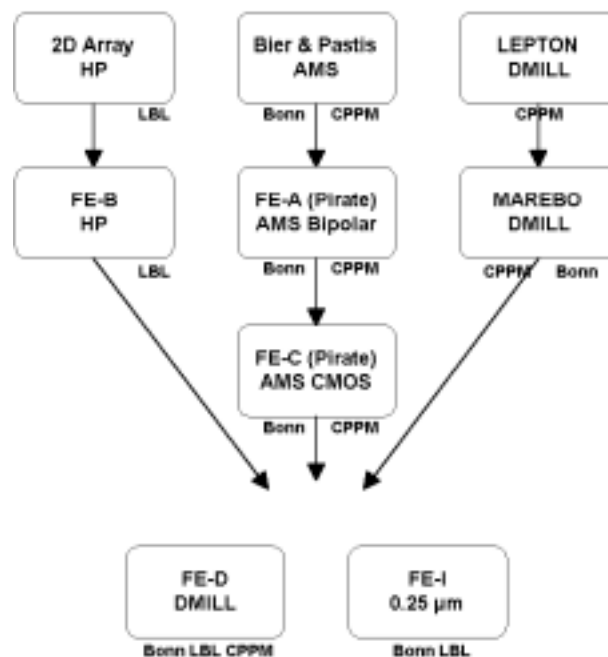


Abbildung 3.10: Die ATLAS Pixelchips. In dieser Arbeit wurde der auf dem Bier & Pastis Chip [36] basierende FE-A/FE-C Chip untersucht.

Die Entwicklungen am LBNL<sup>9</sup> in Berkeley auf der einen Seite sowie am Physikalischen Institut Bonn und dem CPPM in Marseille<sup>10</sup> auf der anderen Seite unterscheiden sich sowohl in der Ausführung des Analogteils der Pixelzelle als auch in der Auslesearchitektur. Der nachfolgende gemeinsame Entwurf basiert im wesentlichen auf der Analogzelle des FE-A/C und der Auslesearchitektur des FE-B. Er wurde im Jahre 2000 in der strahlentharten  $0,8\text{ }\mu\text{m}$  DMILL-Technologie hergestellt (FE-D1 und FE-D2) und wird im Laufe des Jahres 2001 in einer ebenfalls strahlentharten  $0,25\text{ }\mu\text{m}$  Technologie hergestellt (FE-I).

<sup>9</sup>Lawrence Berkeley National Laboratory

<sup>10</sup>Centre de physique de particule Marseille

Im Rahmen dieser Arbeit wurden FE-A/C Chips charakterisiert sowie Teststrahlmessungen mit FE-C Chips durchgeführt. Im folgenden soll daher der FE-A/C Pixelchip beschrieben werden. Weiterhin soll die sogenannte *time stamp* Architektur des FE-B, die für die gemeinsamen Pixelchips FE-D und FE-I übernommen wurde, vorgestellt werden.

### 3.4.1 Der FE-A/C Pixelchip (Pirate)

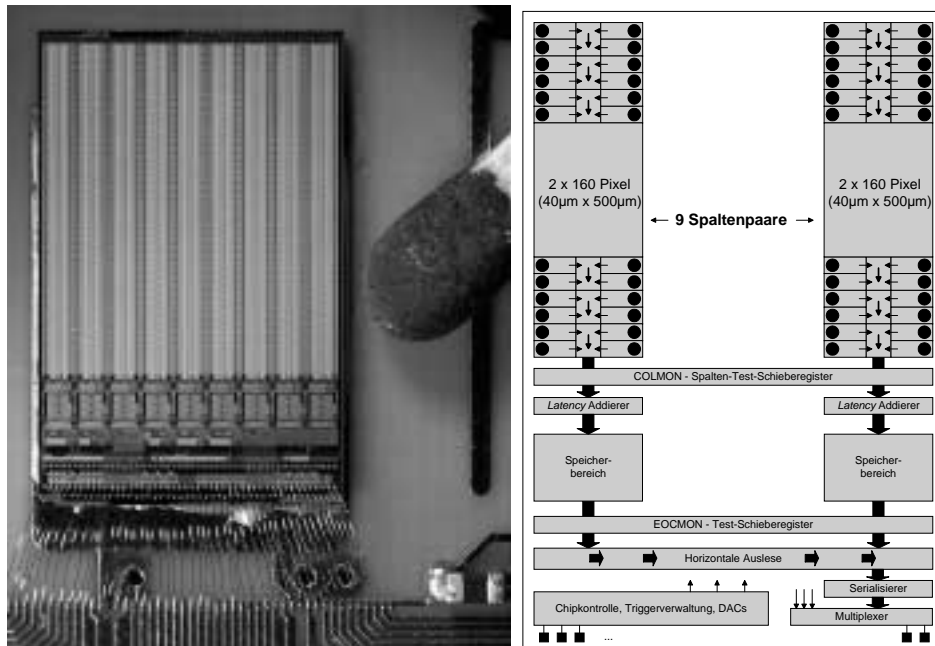


Abbildung 3.11: *Photo und Blockschaltbild des Pirate-Chips*

Der Pirate<sup>11</sup> Pixelchip wurde basierend auf dem Bier et Pastis Chip [36] am physikalischen Institut der Universität Bonn und dem CPP Marseille entwickelt. Der in Abbildung 3.11 dargestellte Chip besitzt eine Matrix mit 2880 Pixeln, welche in 18 Spalten und 160 Zeilen angeordnet sind. Jeder der Pixel besitzt einen Analogteil, der die gesammelten Ladungen verstärkt und in ein digitales Signal umwandelt, einen Ausleseteil, der dazu dient, die Trefferinformation an die periphere Logik weiterzureichen, sowie einen Kontrollteil zur Steuerung der Pixelfunktionen.

Im unteren Randbereich des Chips befindet sich periphere Logik, die einerseits zur Ansteuerung des Elektronikchips, andererseits zum Zwischenspeichern der Trefferdaten bis zum Eintreffen eines Triggersignales dient.

<sup>11</sup>Pixel readout for the ATLAS experiment

Der Pirate Chip wurde zunächst in einer  $0,8\ \mu\text{m}$  BiCMOS Technologie (FE-A), später dann in einem  $0,8\ \mu\text{m}$  CMOS Prozess gefertigt (FE-C). Die FE-A und FE-C Chips sind im weitgehend baugleich, es wurden lediglich im FE-A im Diskriminator vorhandene bipolare Transistoren durch MOS-FETs ersetzt.

Im folgenden sollen nun die einzelnen funktionalen Blöcke des Pirate ICs beschrieben werden.

### Analogteil

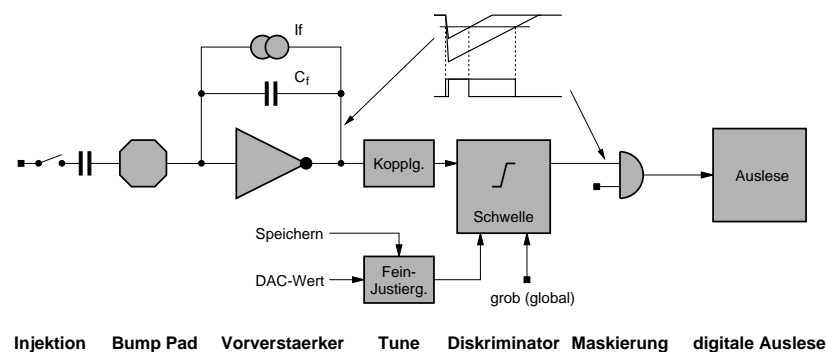


Abbildung 3.12: Analogteil des Pirate Chips. Übersteigt das Vorverstärkersignal die Diskriminatorschwelle, wird ein digitales Signal an den Ausleseteil übergeben, aus dessen Länge die Signalladung bestimmt werden kann.

Die im Sensorpixel erzeugte Signalladung gelangt über den Bondkontakt an den Eingang eines ladungsempfindlichen Verstärkers, der ein zur Ladung proportionales Spannungssignal erzeugt. Zum Entladen der Rückkopplungskapazität dient der konstante Strom  $I_f$ . Dieser bewirkt ein lineares Abfallen des Vorverstärkersignales nach einem Treffer. Der Vorverstärkerausgang ist über eine Kapazität an den Eingang eines Diskriminators angeschlossen. Dieser vergleicht das Signal mit einer voreingestellten Schwelle und wechselt seinen logischen Ausgangszustand, wenn das Vorverstärkersignal die Schwelle übersteigt, sowie wenn das Signal wieder unter die Schwelle fällt. Die Schwelle lässt sich dabei sowohl global für alle Pixel variieren als auch durch einen lokalen Wert in jedem Pixel korrigieren. Dieser Korrekturwert wird jeweils durch einen 3bit-DAC im Pixel eingestellt, die Schrittweite der Schwellenkorrektur lässt sich durch den globalen Strom  $I_{trim}$  wählen. Dieser Mechanismus wird zum Ausgleichen von Schwellenvariationen zwischen den Pixeln benutzt.

Zu Diagnosezwecken besteht die Möglichkeit, außer über den Bondkontakt auch durch eine nach außen geführte Injektionsleitung eine Ladung am Vorverstärkereingang zu deponieren. Dies geschieht durch An-

legen eines Spannungssprunges an die Injektionskapazität. Durch einen Transistor können die Injektionskapazitäten einzelner Pixel mit der Injektionsleitung verbunden bzw. von ihr getrennt werden.

Der Ausgang des Diskriminators ist mit dem Ausleseteil des Pixels verbunden, der die Trefferinformation an die periphere Logik weitergibt. Außerdem sind die Diskriminatorexgänge aller Pixel über ein logisches ODER zu dem sogenannten *hitbus* verbunden. Dieser signalisiert jeden Treffer in einem der Pixel, stellt jedoch keine Information über den Ort des Treffers zur Verfügung.

Durch den linearen Abfall des Vorverstärkersignales liefert der Diskriminator im Falle eines Treffers ein Ausgangssignal, dessen Länge einen nahezu linearen Zusammenhang zu der Signalladung besitzt. Somit kann die sogenannte 'Zeit über der Schwelle' oder ToT (von engl.: *time over threshold*) benutzt werden, um Informationen über die erzeugte Ladung zu erhalten.

### Ausleseteil

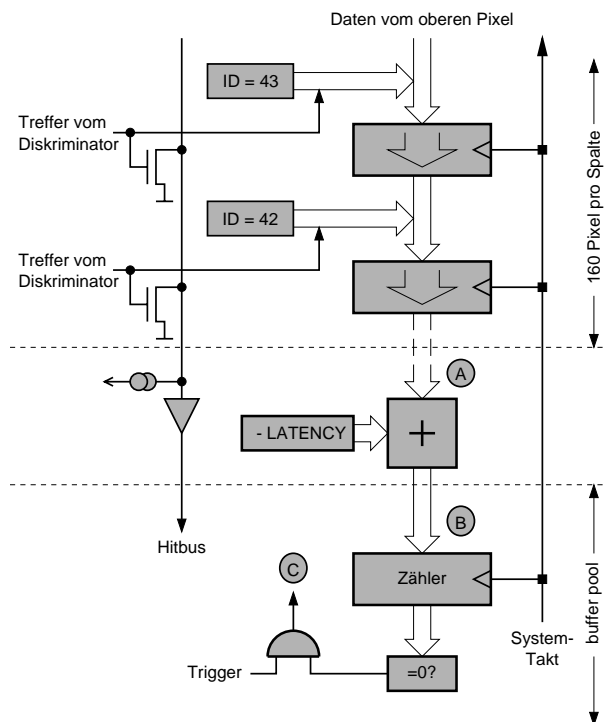


Abbildung 3.13: Die Schieberegister-Auslese des Pirate Chips.

Die Pixel des FE-A/C sind in 9 Doppelspalten zu je  $2 \times 160$  Pixeln angeordnet. Jeweils vier aneinander grenzende Pixel innerhalb der Doppelspalten besitzen eine gemeinsame Zelle eines 13-Bit-Schieberegisters. Alle

Schieberegisterzellen der Doppelspalte sind zusammengeschlossen, so daß ein Schieberegister mit 80 Zellen entsteht, durch das Daten zum Ende der Spalte getaktet werden können. Wechselt ein Diskriminatorausgang in einem der Pixel seinen logischen Zustand, so wird die genaue Position des Pixels sowie eine Information über die Polarität der Flanke in die entsprechende Schieberegisterzelle geschrieben und mit 40 MHz zum Spaltenende getaktet. Die Ortsinformation besteht dabei aus der Adresse der Schieberegisterzelle sowie aus einer Information, welcher der vier angeschlossenen Pixel den Treffer signalisiert hat.

Sollte die Schieberegisterzelle bei einem Schreibversuch durch Daten aus anderen Pixeln schon belegt sein, werden bis zu drei weitere Versuche unternommen. Erst bei vier erfolglosen Schreibversuchen gehen die Trefferdaten verloren. Für die Anzahl der Schreibversuche, die zur Berechnung der Trefferzeit benötigt werden, stehen im Schieberegister weitere 2 Bit zur Verfügung. Bei gleichzeitig auftretenden Treffern in Pixeln einer Schieberegisterzelle schreiben die Pixel ihre Daten in einer festen Reihenfolge, jeweils wieder mit der Information über die Anzahl der erfolgten Schreibversuche, in das Schieberegister.

|  |       |
|--|-------|
| Adresse des 4 Pixel-Blocks               | 7 Bit |
| Position innerhalb des Blocks            | 2 Bit |
| Steigende / Fallende Flanke              | 1 Bit |
| Anzahl der Schreibversuche ('late-Bits') | 2 Bit |
| Schieberegisterzelle frei / belegt       | 1 Bit |

Tabelle 3.2: Aufteilung der 13 Bits des Auslese-Schieberegisters

Bei den Schieberegisterzellen handelt es sich um dynamische Logik, die nur getaktet wird, wenn sich Trefferinformation im Schieberegister befindet. Dies minimiert die digitale Aktivität, hat jedoch gleichzeitig zur Folge, daß die Schieberegisterzellen ohne Treffer einen undefinierten Zustand erreichen, in dem ein hoher Querstrom in den verwendeten Invertern fließt. Um dies zu verhindern, besitzt der Pirate einen Mechanismus, der am oberen Ende jeder Spalte in regelmäßigen Abständen Treffer mit ungültigen Adressen erzeugt (*dummy inject*), die ein Takten des Schieberegisters zur Folge haben und am unteren Spaltenende als ungültige Treffer verworfen werden.

Es hat sich jedoch gezeigt, daß der *dummy inject* Mechanismus wegen eines Fehlers im Design nicht funktionierte. Daher wurden bei Messungen, die die digitale Auslese verwenden, die zum Betrieb des Schieberegisters notwendigen Treffer mit Hilfe von Ladungsinjektionen in die oberen Zeilen jeder Spalte erzeugt.

Trifft die Trefferinformation am unteren Ende des Schieberegisters ein,

so kann aus der Zeilennummer des getroffenen Pixels nicht nur der Ort des Treffers bestimmt werden, sondern auch das 'Alter'. Beide Informationen werden in einen freien Speicher in der sogenannten EOC-Logic (*End of column*, Spaltenende) geschrieben. Zuvor wird die Zeitinformation noch mit der im Chip gespeicherten *Latency* verrechnet. Diese gibt an, wieviel Zeit zwischen einem Ereignis und dem zugehörigen Triggersignal liegt (in Einheiten von 25 ns). Für die Trefferspeicherung stehen im Pirate Chip für jedes Spaltenpaar 12 Speicher zur Verfügung. Somit können in jedem Spaltenpaar maximal 12 Treffer bis zum Erreichen der *Latency* gespeichert werden. Nachdem die Trefferinformation in den Speicher geschrieben wurde, zählt ein Zähler die Zeit bis zum Eintreffen eines L1-Triggers. Trifft vor Ablauf dieses Zählers eine Information über die fallende Flanke eines Signals in der EOC-Logik ein, so wird aus deren Alter und der Zeitinformation der gespeicherten steigenden Flanke die ToT berechnet und mit dem Treffer abgespeichert.

Erfolgt nun ein L1-Trigger, so werden die Speicherstellen des Chips nach Treffern mit dem korrekten Alter bzw. Zählerstand durchsucht. Die Daten zu diesen Treffern (Zeile, Spalte, ToT) werden serialisiert und über den Ausgangsmultiplexer an den Datenausgang des Chips (DTO) gelegt. Sind alle Treffer zu einem Trigger abgearbeitet, generiert der Chip ein sogenanntes EoE-Wort (*End of Event*) mit der zugehörigen Triggernummer. Diese ist durch einen internen Zähler gegeben, der mit jedem L1-Signal inkrementiert wird. Erreicht ein Zähler in einem Speicher die vorgegebene *Latency*, ohne daß ein Trigger erfolgt, so wird der Treffer gelöscht und der zugehörige Speicher wieder freigegeben.

Zu Test- und Diagnosezwecken befinden sich in der EOC-Logik zwei horizontal verlaufende Schieberegister (vgl. Abb. 3.11):

- Das COLMON Schieberegister befindet sich unmittelbar unterhalb der aktiven Matrix. Durch dieses Register können in die EOC-Logik jedes Spaltenpaares bekannte Daten geschrieben werden, um die Funktionalität dieser Logik zu testen.
- Das EOCMON Schieberegister befindet sich unterhalb der EOC-Logik und kann benutzt werden, um die Daten zu überprüfen, die von den Speichern zu dem Serialisierer gesandt werden.

### Kontrollteil

Die Konfiguration des Pirate Chips geschieht über ein festgelegtes Protokoll, welches drei Eingänge des Chips benutzt: Den Kontrolltakt CCK (*control clock*), den Dateneingang DI (*data in*) und das Ladesignal LD (*load data*). Solange LD auf logisch "0" liegt, wird der Wert von DI mit jeder steigenden Flanke des Kontrolltaktes in das sogenannte *MAINCONTROL*-Register

des Chips geschoben. Dieses 29 Bit lange Register besitzt 24 Kommando-bits, 1 sogenanntes *Broadcastbit* und 4 Adressbits. Wechselt nun der Zustand von LD zu logisch "1", so werden die vier zuletzt geschriebenen Bits mit der geographischen Adresse des Chips verglichen. Diese ist über vier Anschlußfelder durch die externe Beschaltung fest eingestellt.<sup>12</sup> Stimmen die Bits mit der Adresse überein, oder ist das *Broadcastbit* auf "1" gesetzt worden, so wird der Chip selektiert und das 24 Bit lange Kommandowort wird in das Kommandoregister *CMDREG* übernommen.

Drei weitere Register kontrollieren die wesentlichen Funktionen des Pirate Chips. Intern bestehen diese Register dabei jeweils aus einem Schieberegister, sowie aus Speicherzellen, in die die Daten des Schieberegisters auf ein entsprechendes Kommando hin übernommen werden.

- *Das GLOBREG:* Das GLOBREG besteht aus einem 16Bit-Schieberegister, in das die am Eingang anliegenden Daten geschrieben werden, sobald LD aktiv ist, und 16 Speicherzellen, in das diese Daten übernommen werden können. Die Inhalte der Speicherzellen bestimmen die *Latency* (6 Bit), sowie die Einstellung zweier Ausgangsmultiplexer (Ausgänge DTO und MONHIT,  $2 \times 3$  Bit), 4 Bit sind unbenutzt.
- *Das DACREG:* Das DACREG ist ein 64Bit-Register mit der gleichen Struktur wie das GLOBREG. Die 64 Speicherstellen bestimmen hier die Einstellungen von 8 8Bit-StromDACs. Diese generieren die für den Betrieb des Analogteils notwendigen Versorgungsströme, die durch Stromspiegel in die Pixelmatrix verteilt werden.
- *Das PIXREG:* Im Unterschied zu den beiden zuvor beschriebenen Registern wird das PIXREG-Schieberegister nur geschrieben, nachdem dies durch ein entsprechendes Kommando aktiviert und LD auf "1" gesetzt worden ist. Bei dem Schieberegister handelt es sich um ein 2880 Bit langes Register, das je eine Zelle in jedem Pixel der Matrix besitzt. Der Inhalt dieser Zelle entscheidet darüber, ob der jeweilige Pixel über die Testkapazität injiziert wird oder nicht. Weiterhin kann der Inhalt des Pixelschieberegisters durch entsprechende Kommandos in verschiedene Speicherzellen in den Pixeln übernommen werden. Dies sind ein Maskierungsregister, das bestimmt, ob der Pixel mit der Auslese verbunden wird oder nicht, sowie die 3 DAC-Bits für die individuelle Schwellenjustierung in jedem Pixel.

### 3.4.2 Die *timestamp*-Architektur (FE-B/D)

Für den gemeinsamen Entwurf der ATLAS-Pixelelektronik wird die im FE-B Chip implementierte *timestamp*-Auslese benutzt. Diese soll im folgenden

---

<sup>12</sup>Auf diese Weise können auf einem Modul durch das Anschlußmuster an diesen Feldern allen 16 Chips verschiedene Adressen zugewiesen werden.

vorgestellt werden. Abbildung 3.14 zeigt schematisch das Funktionsprin-

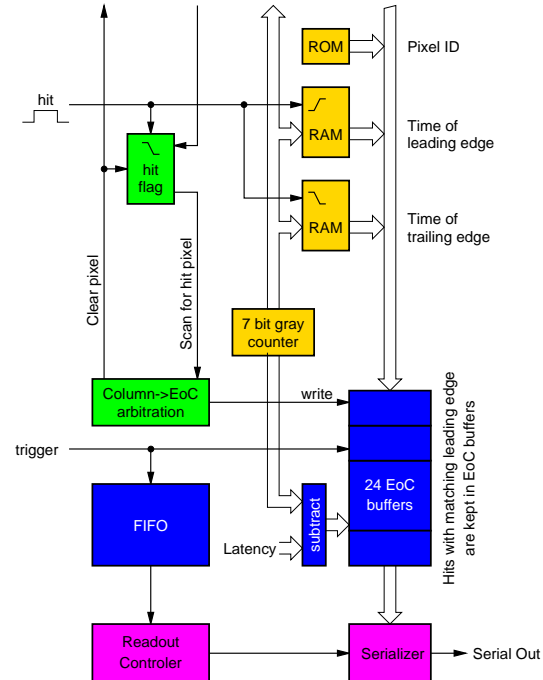


Abbildung 3.14: Die 'Timestamp'-Auslese der FE-B und FE-D Chips.

zip der *timestamp*-Auslese. Ein mit 40 MHz getakteter *Greyscale*-Zähler erzeugt Zeitmarken, die an alle Pixel in der Matrix verteilt werden. Im Falle eines Treffers in einem der Pixel wird die Zeitmarke für die steigende und die fallende Flanke in ein RAM in diesem Pixel geschrieben. Außerdem signalisiert der Pixel nach erfolgter fallender Flanke einen Treffer. Diese Trefferinformation (*hit flag*) wird in der entsprechenden Spalte durch alle weiter unterhalb gelegenen Pixel an die End-Of-Column-Logik weitergereicht. Somit liegt in jedem Pixel sowohl die Information vor, ob der Pixel selbst getroffen wurde, als auch darüber, ob ein Pixel weiter oberhalb in der gleichen Spalte getroffen wurde.

Erhält die End-Of-Column-Logik ein *hit flag*, werden zwei Signale an die gesamte Spalte gesandt: Das *freeze*-Signal signalisiert der Spalte, das keine Treffer mehr in die RAM-Zellen der Spalte geschrieben werden dürfen und das *read*-Signal startet die Auslese der Spalte. Wenn das *read*-Signal erzeugt worden ist, schreibt der oberste getroffene Pixel in der Spalte sowohl die beiden gespeicherten Zeitmarken als auch seine Adresse auf einen Bus, von dem diese Information dann in einen Speicher am Spaltenende übernommen wird. Nachdem das erfolgt ist, sendet die EoC-Logik ein *Clear pixel*-Signal, welches dazu führt, daß das *hit flag* des gerade gelesenen



Pixels gelöscht wird. Besitzt noch ein weiterer Pixel in der Spalte ein gesetztes *hit flag*, so beginnt der Lesezyklus von neuem, ansonsten wird das *freeze*-Signal gelöscht und die Spalte ist zur Aufnahme weiterer Trefferdaten bereit.

Trifft in dieser Architektur ein Trigger vor der fallenden Flanke des Vorverstärkersignales ein, so geht im Unterschied zur Schieberegisterarchitektur nicht nur der ToT-Wert, sondern der vollständige Treffer verloren. Dies ist bei der Einstellung der Vorverstärkerparameter zu beachten.



## Kapitel 4

# Meßmethoden

In diesem Kapitel sollen zum einen die benutzten Testsysteme, zum anderen die grundsätzlichen Meßprinzipien vorgestellt werden. Dies sind einerseits rein elektrische Messungen für Funktionstest und die elektrische Charakterisierung der Pixelchips, andererseits Messungen, die auf dem Teilchennachweis bei Bestrahlung mit radioaktiven Präparaten oder im Teststrahl basieren.

### 4.1 Die Testsysteme

Zum Test und zur Charakterisierung der Elektronik-Chips müssen die Versorgungsspannungen und Steuersignale zugeführt sowie die Ausgangssignale des Chips verarbeitet werden. Dazu werden die ATLAS-Pixelchips auf eine Feinstleiterplatine (*Pixel Chip Support Card*) geklebt und die Anschlußfelder der Chips mit *wire bonds* kontaktiert.

Die *Pixel Chip Support Card* wird mit der sogenannten *Pixel Control Card* (PCC) verbunden. Diese erzeugt die notwendigen analogen Versorgungs- und Steuerspannungen für den Elektronikchip. Die für den Betrieb der Sensoren notwendige Hochspannung kann über einen eigens dafür vorgesehenen Anschluß von einer externen Spannungsversorgung zugeführt und mit den Rückseitenkontakten der Sensoren verbunden werden.

Zur Erzeugung der Steuersignale für den Chip und die PCC sowie zur Verarbeitung der Ausgangssignale wurden zwei verschiedene Systeme eingesetzt: zum einen das im FAUST-Labor Bonn entwickelte Blueboard-Testsystem, zum anderen das am LBNL speziell für die Auslese der ATLAS-Chips entwickelte PLL-Testsystem. Beide Systeme werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

Beim Aufbau der Module für den ATLAS-Pixeldetektor ist es unerlässlich, die 16 Elektronikchips für jedes Modul vor der Modulproduktion zu testen. Da jedoch die auf der Platine aufgeklebten und fest kontaktierten Chips nicht mehr weiterverarbeitet werden können, wird für diesen Test-

vorgang eine sogenannte *probe station* benutzt. Diese besitzt einen fahrbaren Aluminiumteller, auf dem die Chips durch Vakuum fixiert werden können.<sup>1</sup> Die Kontaktierung der Chips geschieht mittels feiner Nadeln, die auf einer speziell entwickelten Nadelkarte angebracht sind. Diese Nadelkarte übernimmt dann im Testaufbau die Funktion der *Pixel Chip Support Card* und ist analog zu dieser mit der weiteren Elektronik verbunden. Da der Aluminiumteller der *probe station* in allen drei Raumrichtungen beweglich ist, können die Chips positionsgenau an die fest installierte Nadelkarte herangefahren werden und nach dem vollständigen Test wieder von ihr getrennt werden. Weiterhin ist es möglich, die Steuerung der *probe station* mit dem PC vorzunehmen, so daß auch ein automatisches Testen einer ganzen Scheibe Elektronikchips möglich ist.

Dieses Verfahren wurde zum Beispiel zur Funktionsprüfung und Charakterisierung der FE-A/C Chips nach der Lieferung durch den Hersteller benutzt. So konnten Aussagen über die Produktionsausbeute gemacht werden und funktionierende Chips zur weiteren Verarbeitung selektiert werden.

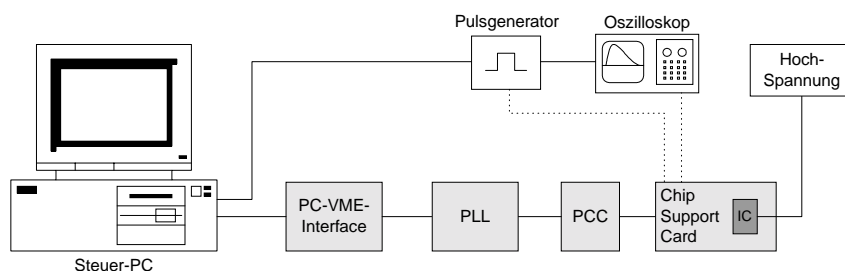


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des benutzten Testsystems. Das PLL-System kann durch das Blueboard-System ersetzt werden. Weiterhin können die Chips statt auf der Chip Support Card auch auf der *probe station* mit einer Nadelkarte kontaktiert werden. Für spezielle Tests können weitere Geräte wie Oszilloskope und Pulsgeneratoren in den Aufbau eingebunden werden.

Unabhängig von der Art der Kontaktierung können zwei verschiedene Systeme zur weiteren Verarbeitung der Signale benutzt werden. Diese sollen im folgenden beschrieben werden.

#### 4.1.1 Das Blueboard-Testsystem

Bei dem Blueboard-Testsystem [37] handelt es sich um ein an der Universität Bonn entwickeltes, frei konfigurierbares System zum Test von Elektronikchips. Das in Abbildung 4.2 dargestellte System ist PC-basiert, die

<sup>1</sup>Hierbei ist es sowohl möglich, einzelne Elektronikchips als auch Scheiben (sogenannte *wafer*) bis zu 6" Durchmesser auf dem Teller zu fixieren und zu testen.

Anbindung erfolgt PC-seitig über das sogenannte XPC-Interface, auf Blueboard-Seite über das *Control Board*. Das Blueboard ist modular aufgebaut, die Funktion der einzelnen Steckplatinen soll im folgenden kurz erläutert werden.

Das *Control Board* übernimmt neben der Kommunikation mit dem PC die Ansteuerung der einzelnen *Slot*-Karten. Beide Funktionen werden von einem FPGA<sup>2</sup> geleistet, dessen Programmierung für einzelne Testaufgaben angepaßt werden kann. Auf dem sogenannten *Master Board*, das alle Komponenten des Systems aufnimmt und verbindet, befinden sich Steckplätze für bis zu 20 *Slot*-Karten. Jede dieser Karten besitzt zwei Leitungen zur Adapterplatine, so daß bis zu 40 Signale und Spannungen zur Verfügung gestellt werden können.

Dabei existieren verschiedene Arten von *Slot*-Karten, die den jeweiligen Anforderungen entsprechend eingesetzt werden können:

- Fest einstellbare Spannungsquellen; Strom und Spannung können gemessen und vom PC gelesen werden.
- Programmierbare Strom- und Spannungsquellen; Strom und Spannung können gemessen werden.
- Digitale Ein-/Ausgabekarten mit frei einstellbaren Spannungspegeln.
- ADC-Karten zum Wandeln analoger Signale des Chips.
- Pulsgeneratoren zum Erzeugen von Spannungssprüngen mit programmierbarer Amplitude.

Da in dem benutzten Testaufbau die analogen Spannungen auf der *Pixel Control Card* erzeugt wurden, diente das Blueboard ausschließlich zur digitalen Ansteuerung des Chips sowie der *Pixel Control Card*.

Die Ansteuerung des Testsystems erfolgt über ein C++-Programm, in das weitere, für die Tests notwendige Routinen eingebunden wurden. Weiterhin wurde eine IEEE-Schnittstelle benutzt, um auch externe Geräte wie Pulsgeneratoren oder Oszilloskope vom Testprogramm aus steuern zu können.

#### 4.1.2 Das PLL-Testsystem

Im Unterschied zu dem Blueboard-System handelt es sich bei dem PLL-Testsystem um ein speziell für die ATLAS-Pixelchips entwickeltes System. Das System basiert auf der am LBNL entworfenen *Pixel Low Level Card* (PLL). Bei dieser handelt es sich um eine VME-Karte, die, ähnlich dem Blueboard, die Kommunikation zwischen dem PC und der PCC bzw. den Chips leistet.

---

<sup>2</sup>Field Programmable Gate Array

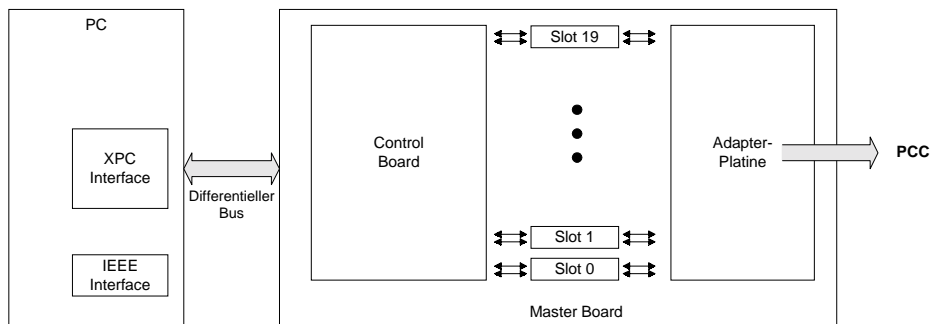


Abbildung 4.2: Schematische Ansicht des Blueboard-Systems.[37]

Die Steuerung der Chips und der PCC wird auf der PLL von einem FPGA übernommen, der über einen großen externen Speicher verfügt, so daß nach einer entsprechenden Initialisierung umfangreiche Messungen von der PLL selbsttätig ohne weitere Kommunikation mit dem PC durchgeführt werden können. Dies führt zu einer erheblichen Beschleunigung von Standard-Messungen im Vergleich zum Blueboard-System.

Für die Ansteuerung des PLL-Systems und die Durchführung von Messungen mit diesem System existiert in der ATLAS-Pixel-Kollaboration mit der sogenannten PixDAQ<sup>3</sup> ein einheitliches Programm, welches ebenfalls am LBNL entwickelt wurde.

## 4.2 Meßmethoden

### 4.2.1 Digitaltests

Digitaltests dienen der Überprüfung der Funktionalität der Elektronikchips. Dazu werden zunächst alle Steuerregister des Chips geschrieben und anschließend die Inhalte der jeweiligen Register wieder ausgelesen. Ein Vergleich der geschriebenen Werte mit den zurückgelesenen Inhalten zeigt, ob sich das getestete Register fehlerfrei schreiben und lesen läßt. Die Funktionalität der Strom-DACs läßt sich zusätzlich an acht Stromausgängen überprüfen, an denen die Stromwerte für unterschiedliche Einstellungen direkt gemessen werden können.

Die Trefferverarbeitung in der *End-Of-Column*-Logik läßt sich durch Schreiben von digitalen Trefferdaten in ein Register unterhalb der Pixelmatrix testen. Bei einem zeitlich korrekten Triggersignal müssen diese simulierten Treffer über den Datenausgang des Chips ausgelesen werden.

<sup>3</sup>Pixel Data Acquisition Software

### 4.2.2 Analogmessungen

Durch die Injektionskapazitäten  $C_{inj}$  der Elektronikpixel bietet sich eine einfache Möglichkeit zur Überprüfung und Charakterisierung des Analogteils des Chips. Durch Anlegen eines Spannungssprunges  $U_{inj}$  wird am Vorverstärkereingang eine Ladung  $Q_{inj} = C_{inj} \cdot U_{inj}$  deponiert, so daß sich der Durchgang eines ionisierenden Teilchens unabhängig vom Sensor und ohne radioaktive Quelle simulieren läßt.

Damit lassen sich sowohl generelle Funktionstest als auch weitergehende Charakterisierungen des Analogteils durchführen. Drei verschiedene Ausgangssignale des Chips stehen bei der Durchführung dieser Messungen zur Verfügung:

- *Der Testpixel:* In diesem Pixel besteht die Möglichkeit, die Pulsform des Vorverstärkers über einen Ausgang des Chips direkt mit dem Oszilloskop zu vermessen. So lassen sich zum Beispiel Einflüsse der Versorgungsströme auf den Vorverstärker einfach untersuchen.
- *Der hitbus:* Der *hitbus* stellt ein logisches ODER der Diskriminatoren aller Pixel dar. Zur Messung über den *hitbus* wird daher nur ein einzelner Pixel selektiert und demaskiert. Somit sind zur Charakterisierung eines vollständigen Chips 2880 Meßschritte notwendig. Allerdings bietet diese Messung den Vorteil, daß der Analogteil unabhängig von der digitalen Auslese des Chips sehr einfach getestet werden kann.
- *Der Datenausgang (DTO):* Im Falle eines *Trigger*-Signales zum korrekten Zeitpunkt liefert der Datenausgang die Trefferdaten zu den Injektionen in allen selektierten und demaskierten Pixeln. Nach Dekodierung der Daten kann somit auch hier die analoge Funktionalität des Chips untersucht werden. Ein Vorteil liegt darin, daß im Unterschied zu Messungen über den *hitbus* hier auch mehrere Pixel gleichzeitig untersucht werden können, da die Daten anschließend wieder den unterschiedlichen Pixeln korrekt zugeordnet werden können.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die meisten Analogmessungen mit auf *Single Chip Cards* montierten Chips durchgeführt, während auf der *probe station* nur grundlegende Messungen zur Funktionalität des Analogteils durchgeführt wurden.

### 4.2.3 Quellenmessungen

Bei Aufbauten mit Sensoren besteht neben der Ladungsinjektion auch die Möglichkeit, die Elektronik mit Hilfe der beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens durch den Sensor entstehenden Signale zu testen. Dies kann

in Quellenmessungen ausgenutzt werden, um zum Beispiel die Verbindungen zwischen Sensor und Elektronik zu testen oder Ladungskalibrationen durchzuführen.

Zur Triggerung der Auslese wurde bei Quellenmessungen das vom Chip selbst erzeugte *hitbus*-Signal benutzt. Dieses Signal zeigt mit sehr geringer Verzögerung an, daß in einem Pixel der Matrix ein Treffer stattgefunden hat. Um die vollständige Trefferinformation (Ort, ToT) zu erhalten, wird das *hitbus*-Signal dann nach einer festen Zeitdauer als L1-Trigger an den Chip gegeben und die Trefferdaten gelesen (vgl. Abbildung 4.3). Diese Selbsttriggerung bietet den Vorteil, daß eine Quellenmessung ohne einen externen Triggerdetektor durchgeführt werden kann und somit auch Messungen mit  $\gamma$ -Quellen möglich sind.

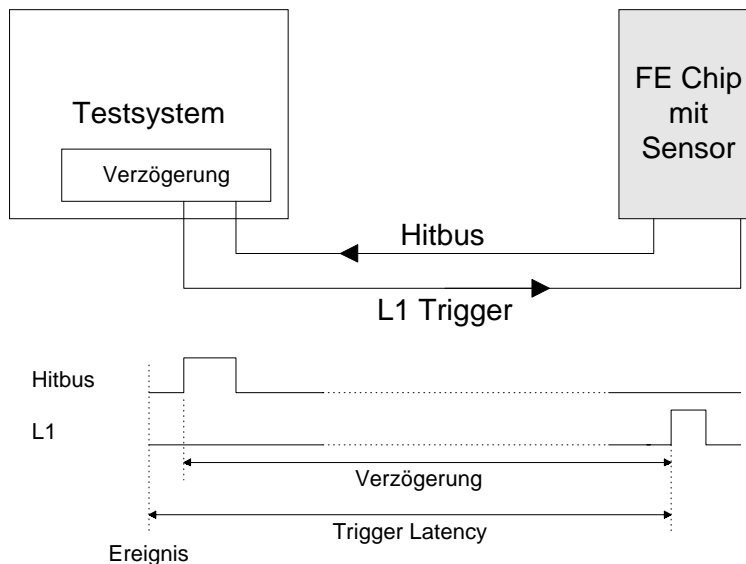


Abbildung 4.3: Zur Durchführung von Quellenmessungen. Das unmittelbar nach Nachweis eines Treffers entstehende *hitbus*-Signal wird mit einer zeitlichen Verzögerung als Triggersignal an den Chip gegeben. Die Verzögerung ist so gewählt, daß das Triggersignal nach der korrekten 'Latency' eintrifft.

#### 4.2.4 Teststrahlmessungen

Eine Möglichkeit zu realitätsnahen Tests der Detektoren und der Ausleseelektronik bieten Teststrahlmessungen. Dazu werden die zu testenden Detektoren gemeinsam mit einem Referenzinstrument in einen Teilchenstrahl gestellt und für jeden Teilchendurchgang die Daten des Detektors mit denen des Referenzinstrumentes verglichen.



Im Rahmen dieser Arbeit wurden Teststrahlungsmessungen am H8-Teststrahl des CERN SPS durchgeführt. Der Strahl bestand aus Pionen mit einem Impuls von  $180 \text{ GeV}/c$ . Als Referenzinstrument zur Spurrekonstruktion diente ein am CPPM gebautes Strahlteleskop aus vier doppelseitigen Streifendetektormodulen (Abbildung 4.4). Somit ergeben sich beim Durchgang eines Teilchens vier Spurpunkte, aus denen die Spur des Teilchens bestimmt und auf den Pixeldetektor extrapoliert werden kann. Die Auslese des Teleskops wird von einem Koinzidenzsignal zweier Fingerszintillatoren gestartet, das nach einer entsprechenden Verzögerung außerdem als L1-Trigger an den Pixelchip gegeben wird. Um auch Treffer nicht zu verlieren, die von den Elektronikchips zeitlich nicht korrekt zugeordnet wurden, beträgt die Länge des L1-Triggers im Teststrahl  $400 \text{ ns}$ , entsprechend 16 aufeinanderfolgenden Triggersignalen.

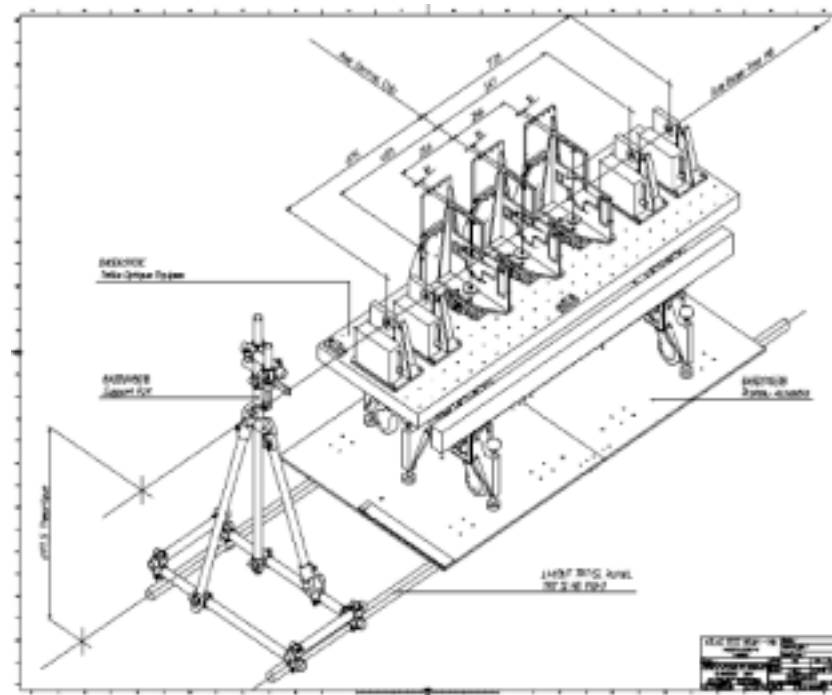


Abbildung 4.4: Der für Teststrahlungsmessungen benutzte Aufbau. Zu erkennen sind die vier Streifendetektormodule sowie einer der Fingerszintillatoren. Zwischen den Teleskopmodulen befinden sich zwei Halterungen für Pixelmodule.

Da die korrekte zeitliche Zuordnung der Ereignisse im Elektronikchip davon abhängt, wann das Ereignis bezüglich des Chiptaktes stattgefunden hat, wird im Teststrahl mit einem TDC <sup>4</sup> außerdem der zeitliche Abstand

<sup>4</sup>Time to digital converter

zwischen Triggersignal und Chiptakt bestimmt (vgl. Abb. 4.5). Aus dieser Information sowie aus der vom Chip gelieferten Triggernummer läßt sich dann unter anderem die maximale *in time* Effizienz<sup>5</sup> unter ATLAS-Bedingungen bestimmen.



Abbildung 4.5: Zeitlicher Ablauf der Teststrahldatennahme: Nach der Koinzidenz der Triggerdetektoren (Trigger) werden 16 L1-Trigger zu je 25 ns (1) an den Chip gesendet. Am Datenausgang des Chips (DTO) liegen dann die Daten an, die der Chip den jeweiligen Triggern zuordnet (2). Mit einem TDC wird die Zeit  $\Delta t'$  und damit aufgrund der bekannten Verzögerungen auch die Zeit  $\Delta t$  zwischen Ereignis und Chiptakt (XCK) gemessen.

<sup>5</sup>Als *in time* werden die Ereignisse bezeichnet, die nicht nur nachgewiesen, sondern auch zeitlich korrekt zugeordnet wurden.

## Kapitel 5

# Messungen der kritischen Elektronikparameter

In diesem Kapitel sollen Messungen der wesentlichen Parameter der Elektronikchips am Beispiel des Pirate-Chips vorgestellt werden. Zwar wurden mit Ausnahme der in Abschnitt 5.1 vorgestellten Wafertests alle Tests an Aufbauten aus Elektronikchips mit Silizium-Sensoren durchgeführt, jedoch dienten die Sensoren bei den in diesem Kapitel beschriebenen Messungen nur zur Herstellung von realistischen Betriebsbedingungen (kapazitive Last, Leckstrom), während Eigenschaften, die auch den Sensor betreffen, in den beiden folgenden Kapiteln untersucht werden sollen.

### 5.1 Wafertests

Test und Selektion der Chips nach der Herstellung werden auf der *probe station* durchgeführt, bevor die *Wafer* zum Schneiden und Kontaktieren mit den Sensoren weiter verschickt werden.

Für alle Chips auf einem *Wafer* werden die folgenden Tests durchgeführt:

- *Messung der Stromaufnahme*: Abgesehen von direkten Kurzschlüssen in der Versorgungsspannung wurden Chips auch weiter verwendet, wenn das Ergebnis dieser Messung außerhalb der ATLAS-Spezifikationen lag.
- *Digitaltests*: Wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben wurden hier die Kontrollregister des Chips getestet sowie die Funktionalität der Auslese-Elektronik überprüft.
- *Analogtest*: In diesem Test wurde in einige Pixel des Chips eine La-

dung von 12000 e injiziert<sup>1</sup> und anschließend die Trefferdaten nach einem Triggersignal ausgelesen.



Abbildung 5.1: Übersicht über funktionierende und defekte Chips eines FE-C-Wafers. Auf diesem Wafer waren 78% der Chips zur weiteren Verwendung geeignet.

Abbildung 5.1 zeigt die funktionierenden Chips eines Wafers mit FE-C Chips, der wie oben beschrieben getestet wurde. Die Ergebnisse von 8 getesteten FE-C-Wafern sind in Tabelle 5.1 wiedergegeben. Gute Chips bezeichnen dabei Chips, die zwar aufgrund dieser einfachen Tests schon nicht die ATLAS-Spezifikationen erfüllen<sup>2</sup>, deren Defekte aber nicht schwerwiegend sind, so daß sie zu Prototypstudien noch benutzt werden konnten.

Damit erhält man bei 288 getesteten Chips eine Ausbeute von 77% an perfekten Chips. Von den defekten Chips liegen 73% am Rand des jeweiligen Wafers, was darauf hindeutet, daß nicht alle getesteten Chips vollständig im prozessierten Bereich liegen.

## 5.2 Pulsform des Vorverstärkers

Über den Vorverstärkerausgang des Testpixels besteht die Möglichkeit, die Antwort des Pulsverstärkers bei Injektion einer Ladung aufzunehmen. Dies ist in Abbildung 5.2 für unterschiedliche injizierte Ladungen sowie für unterschiedliche Einstellungen des Rückkoppelstromes dargestellt.

<sup>1</sup>Diese Ladung liegt somit deutlich oberhalb der eingestellten Diskriminatorschwelle von  $\sim 6000$  e

<sup>2</sup>Dies betrifft zum Beispiel Chips mit einer leicht erhöhten Stromaufnahme oder einzelnen Bitfehlern im Pixelschieberegister, die zum Teil auf die zu langsame Frequenz des Kontrolltaktes in dem benutzten System zurückzuführen sind.

| Wafer #       | Perfekte Chips | Gute Chips    | Defekte Chips  |
|---------------|----------------|---------------|----------------|
| 6             | 28             | 0             | 8 (4)          |
| 7             | 28             | 5 (3)         | 3 (3)          |
| 8             | 26             | 3 (1)         | 7 (5)          |
| 9             | 29             | 1 (0)         | 6 (3)          |
| 10            | 24             | 2 (0)         | 10 (9)         |
| 11            | 24             | 4 (3)         | 8 (5)          |
| 12            | 31             | 2 (2)         | 3 (3)          |
| 15            | 32             | 1 (0)         | 3 (3)          |
| <b>Gesamt</b> | <b>222</b>     | <b>18 (9)</b> | <b>48 (35)</b> |

Tabelle 5.1: Ergebnisse der Wafertests. Die Zahlen in Klammern bezeichnen Chips, die am Rand des Wafers liegen und somit stärkeren Prozeßvariationen unterworfen waren.

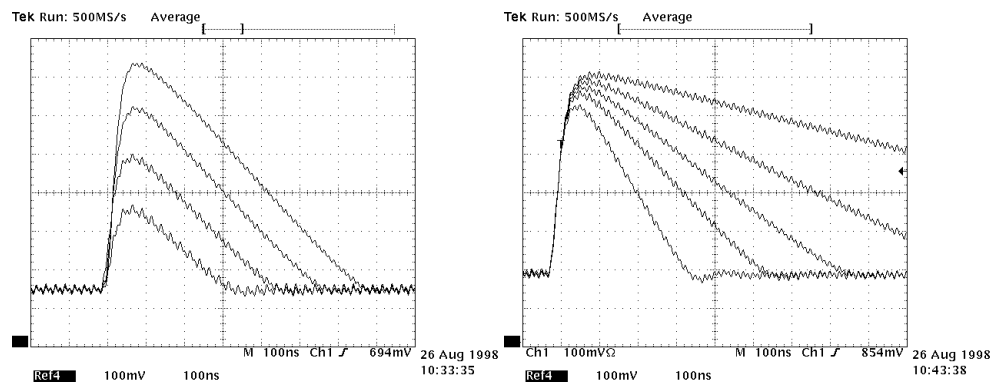


Abbildung 5.2: Vorverstärkerpulsformen für Ladungen von 3000 e bis 12000 e (links) sowie für unterschiedliche Einstellungen des Rückkoppelstromes (rechts)

Man erkennt einen schnellen Anstieg von ca. 50 ns sowie einen linearen Abfall des Vorverstärkersignals durch die Konstantstromrückkopplung. Die Dauer des Vorverstärkersignales ist sowohl von der Ladung als auch von der Einstellung des Rückkoppelstromes abhängig. Diesen Zusammenhang verdeutlicht Abbildung 5.3. Dargestellt ist die Zeit für die Rückkehr des Vorverstärkersignales zur Nulllinie. Die injizierte Ladung entspricht dabei der wahrscheinlichsten Ladung eines minimal ionisierenden Teilchens in einem 250  $\mu\text{m}$  bzw. 200  $\mu\text{m}$  dicken Siliziumsensor.<sup>3</sup>

Wie erwartet ist die für den Abfall des Vorverstärkersignals, also für

<sup>3</sup>Die injizierten Ladungen entsprechen somit der wahrscheinlichsten deponierten Ladung in Lage 1 und 2 bzw. in der B-Lage.

die Entladung der Rückkoppelkapazität, benötigte Zeit, umgekehrt proportional zum Strom  $I_f$ , mit dem die Kapazität entladen wird. Aufgrund des gemessenen Zusammenhanges lassen sich Rückschlüsse auf die optimalen Einstellungen des Stromes in den einzelnen Lagen des Pixeldetektors ziehen: Unter der Annahme, daß nur die Rückkehr des Vorverstärkers zur Nulllinie zur Totzeit des Pixels beiträgt, ist in der B-Lage eine Einstellung des Rückkoppelstrom von ca. 40 DAC-Einheiten ausreichend für eine Totzeit von unter  $0,5 \mu\text{s}$ . In den äußeren Lagen genügt eine Einstellung von unter 10 DAC-Einheiten, um die Anforderung von weniger als  $2,5 \mu\text{s}$  Totzeit zu erfüllen.

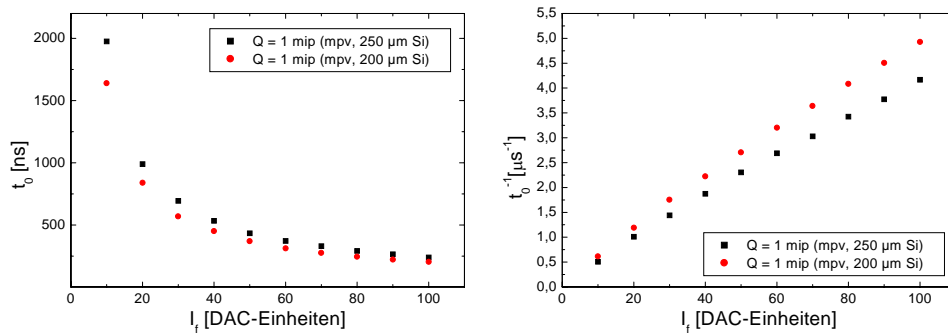


Abbildung 5.3: Zeitdauer für die Rückkehr des Vorverstärkersignals zur Ausgangsspannung in Abhängigkeit vom Rückkoppelstrom in linearer und inverser Darstellung.

Weiterhin erkennt man an den Vorverstärkersignalen bei gleichbleibender Ladung eine Abnahme der Pulshöhe für zunehmenden Rückkoppelstrom. Dieser als ballistisches Defizit (engl.: *shaping loss*) bekannte Effekt wird quantitativ in Abschnitt 5.5 untersucht.

### 5.3 Schwelle und Rauschen

Zur Untersuchung des Antwortverhaltens des Systems aus Vorverstärker und Diskriminator betrachtet man üblicherweise die Antwortfunktion  $r$ . Diese ist definiert als

$$Q \mapsto r(Q) = \frac{N_{Treffer}(Q)}{N_{Inj}} \quad (5.1)$$

Dabei ist  $N_{Treffer}$  die Anzahl der Treffer bei  $N_{Inj}$  Injektionen mit der Ladung  $Q$ . Idealerweise erwartet man keine Treffer für Ladungen unterhalb einer bestimmten Schwellenladung  $Q_{thr}$  sowie 100% Treffer oberhalb die-

ser Ladung, das heißt  $r$  ist gegeben durch die Stufenfunktion  $\Theta$ :

$$r(Q) = \Theta(Q - Q_{thr}) \quad (5.2)$$

Im Realfall ist dem Signal jedoch ein Rauschen überlagert, dessen Amplitude als gaußverteilt um 0 angenommen werden kann. Daher kann dieses Rauschen sowohl dazu führen, daß Signale unterhalb der Schwelle schon als Treffer erkannt werden, als auch dazu, daß Signale oberhalb der Schwelle nicht erkannt werden. Die realistische Antwortfunktion ist somit gegeben durch eine Faltung der Stufenfunktion mit einer Gaußfunktion:

$$\begin{aligned} r(Q) &= \Theta(Q - Q_{thr}) * \left( \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{noise}} e^{-Q^2/\sigma_{noise}^2} \right) \\ &= \Phi\left(\frac{Q - Q_{thr}}{\sigma_{noise}}\right) \end{aligned} \quad (5.3)$$

$\Phi(x)$  ist hierbei das Gaußsche Fehlerintegral  $\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-\frac{t^2}{2}} dt + \frac{1}{2}$ .

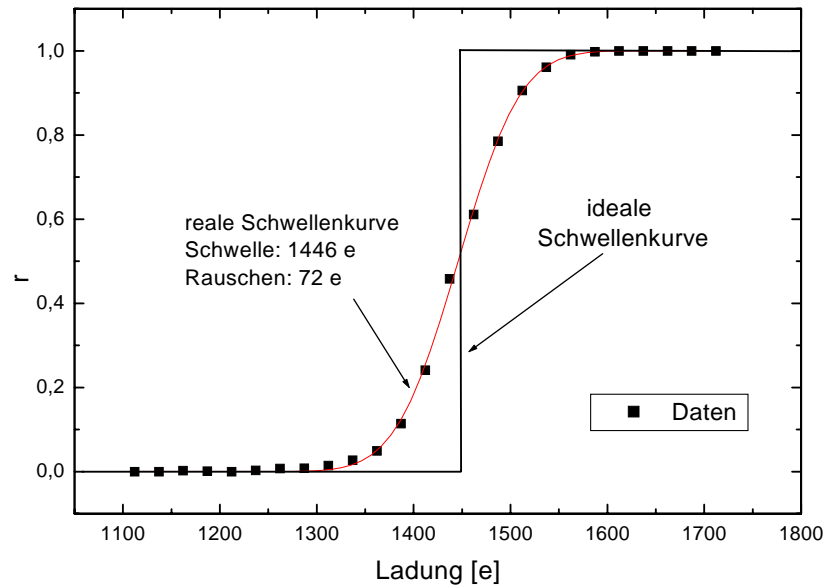


Abbildung 5.4: Schwellenmessung eines einzelnen Pixels. An die Daten wurde eine Schwellenkurve gemäß Formel 5.3 angepaßt.

Um nun experimentell Schwelle und Rauschen eines Pixels zu bestimmen, wird an die Injektionskapazität  $C_{inj}$  des Pixels ein Spannungssprung der Höhe  $U$  angelegt und somit eine Ladung  $Q = C_{inj} \cdot U$  in den Vorverstärker injiziert. Dies wird für variables  $U$  mehrmals durchgeführt und

jeweils die Zahl der Treffer im Diskriminator bestimmt. Trägt man die Antwort gegen die injizierte Ladung auf, so erhält man durch Anpassen einer Fehlerfunktion nach Formel 5.3 sowohl die Schwelle  $Q_{thr}$  des Pixels als auch dessen Rauschen  $\sigma_{noise}$ . Abbildung 5.4 zeigt eine reale Messung des Schwellenverhaltens einer Zelle des Pirate-Chips sowie die idealerweise erwartete Schwellenkurve. Außerdem wurde an die Meßwerte eine Fehlerfunktion angepaßt. Die Anpassung ergibt in diesem Beispiel eine Schwelle von 1446 e und ein Rauschen von 72 e.

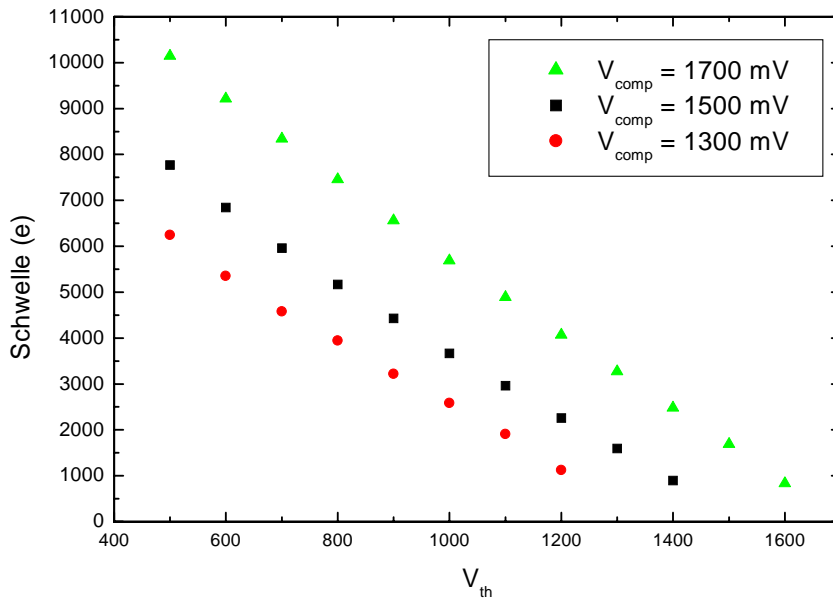


Abbildung 5.5: *Einfluß der Kontrollspannungen  $V_{comp}$  und  $V_{th}$  auf die Diskriminatorschwelle*

### 5.3.1 Globale Schwelleneinstellung

Die Diskriminatorschwellen lassen sich durch zwei globale Spannungen  $V_{comp}$  und  $V_{th}$  verändern. Abb. 5.5 zeigt den Einfluß der beiden Spannungen für einen Pixel eines FE-C Chips. Man erkennt, daß die Schwelle in erster Näherung durch die Differenz zwischen  $V_{comp}$  und  $V_{th}$  bestimmt ist. Durch Variation von  $V_{th}$  bei gegebenem  $V_{comp}$  lassen sich Schwellen im Bereich von  $10^3$  e bis zu  $10^4$  e einstellen.



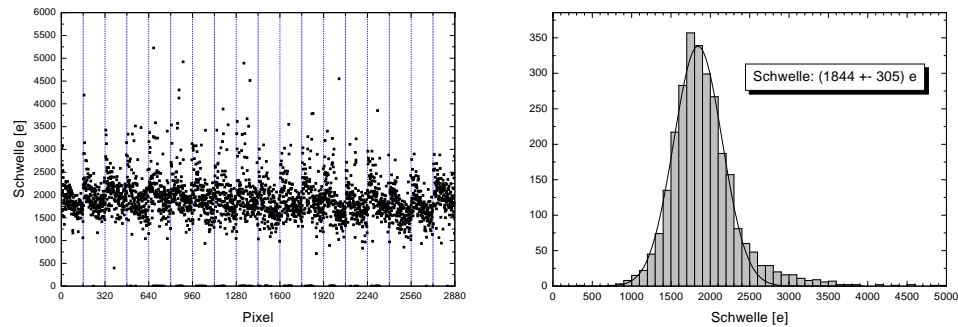


Abbildung 5.6: Nachweisschwellen für alle Pixel eines Chips ohne Feinjustierung. Die im linken Diagramm angegebenen Pixelnummern errechnen sich nach  $160 \cdot \text{Spalte} + \text{Zeile}$ . Senkrechte Linien kennzeichnen die Spaltengrenzen.

### 5.3.2 Schwellendispersion

Wie bereits in Abschnitt 3.3 erläutert, muß für eine niedrige Rauschtreffer-rate bei gleichzeitig niedriger Schwelle die Schwellendispersion möglichst gering sein. Zum Erreichen der ATLAS-Spezifikationen soll das effektive Rauschen

$$\sigma_{eff} = \sqrt{\sigma_{noise}^2 + \sigma_{thresh}^2} \quad (5.4)$$

einen Wert von 400 e nicht überschreiten.

Abbildung 5.6 zeigt die gefundenen Schwellenwerte für alle Pixel des Chips. Man erkennt neben rein statistischen Schwankungen der Schwellenwerte zwei Arten von systematischen Variationen<sup>4</sup>:

- Variationen entlang einer Spalte: Man erkennt eine systematische Abnahme der gemessenen Schwellenwerte mit zunehmender Zeilenzahl. Diese ist auf Änderungen der Versorgungsspannung entlang der Spalte bzw. auf die dadurch hervorgerufenen Schwankungen des Rückkoppelstromes zurückzuführen und wird genauer in Abschnitt 5.5 untersucht werden.
- Systematisch höhere Schwellen am Rand der Spalten sowie in der letzten Spalte des Elektronikchips: Diese entstehen durch das in Abschnitt 3.2 beschriebene Verfahren zur Überbrückung des Zwischenpixelbereiches. Die Sensorkapazität  $C_s$  und die Eingangskapazität  $v_0 C_f$  des Verstärkers mit der Leerlaufverstärkung  $v_0$  bilden einen kapazitiven Spannungsteiler, in dem sich die am Eingangsknoten depo-

<sup>4</sup>Neben den hier besprochenen Variationen erkennt man einige Pixel mit deutlich erhöhter Schwelle in den mittleren Spalten. Diese sind auf einzelne Kurzschlüsse zwischen benachbarten *bump bonds* zurückzuführen.

nierte Ladung gemäß

$$Q_v = Q_{dep} \cdot \frac{v_0 C_f}{v_0 C_f + C_s} \quad (5.5)$$

aufteilt.  $Q_v$  ist dabei der Anteil der deponierten Ladung  $Q_{dep}$ , der in den Verstärker fließt und somit zum Ausgangssignal des Verstärkers beiträgt. Die Sensorkapazität ist an den Spaltenenden durch die doppelt angeschlossenen Pixel, in der Randspalte durch die verlängerten Sensorpixel erhöht, so daß sowohl bei der Ladungsdeposition durch einen Teilchendurchgang als auch bei Injektionen die in den entsprechenden Elektronikpixeln deponierte Ladung geringer ist. Dies führt dazu, daß zum Überschreiten der Diskriminatorschwelle eine größere Ladung notwendig ist, was zu den beobachteten, systematisch höheren Schwellen führt.

Insgesamt erkennt man in dem Histogramm in Abb. 5.6 eine Schwellendispersion von ca. 310 e. Um diese zu verringern, wird in den ATLAS-Pixelchips eine Schwellen-Feinjustierung benutzt, die im folgenden vorgestellt wird.

### 5.3.3 Feinjustierung der Schwellen

Um die im vorherigen Abschnitt beschriebene Schwellendispersion zu minimieren, besitzt jeder Pixel des Pirate-IC einen 3bit-DAC<sup>5</sup>, mit dem die Schwelle individuell variiert werden kann. Abbildung 5.7 zeigt die Schwellenkurven eines einzelnen Pixels bei allen acht Einstellungen des DACs. Man erkennt ein monotonen Sinken der Schwelle mit zunehmender DAC-Einstellung.

Die Schrittweite der Feinjustierung und damit der zur Verfügung stehende Abstimmungsbereich wird durch den globalen Steuerstrom  $I_{trim}$  bestimmt. Dies verdeutlicht Abbildung 5.8. Der benötigte Bereich und damit die optimale Einstellung von  $I_{trim}$  ergibt sich beim Justieren der Schwelle aus der Schwellendispersion im unjustierten Zustand. Die Schwellenverteilung nach dem Justieren ist näherungsweise durch eine Kastenverteilung gegeben, deren Breite der Schrittweite entspricht. Somit ist die minimale erreichbare Schwellendispersion nach Justierung gegeben durch die Breite der Ausgangsverteilung.

Zwei Verfahren wurden erfolgreich erprobt, um die Schwellendispersion zu minimieren:

- Zunächst wird eine Schwellenmessung für identische DAC-Einstellungen in allen Pixeln durchgeführt. In der Praxis wurde hier im-

<sup>5</sup>Im folgenden zur Unterscheidung von den Strom-DACs auch als TDAC (von englisch: *tune*) bezeichnet

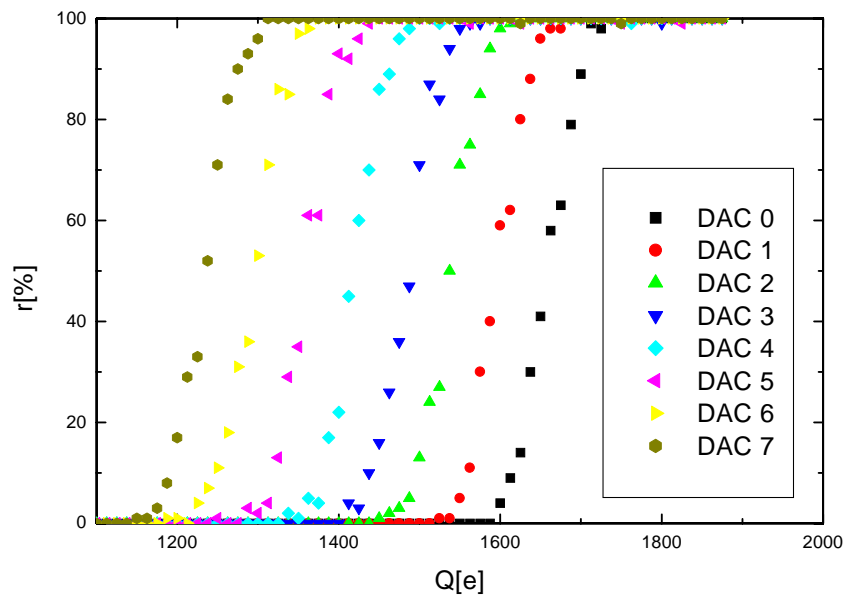


Abbildung 5.7: Schwellenkurven eines einzelnen Pixels bei Veränderung des DAC-Wertes. Man erkennt eine monotone Abnahme der Schwelle mit zunehmender DAC-Einstellung.

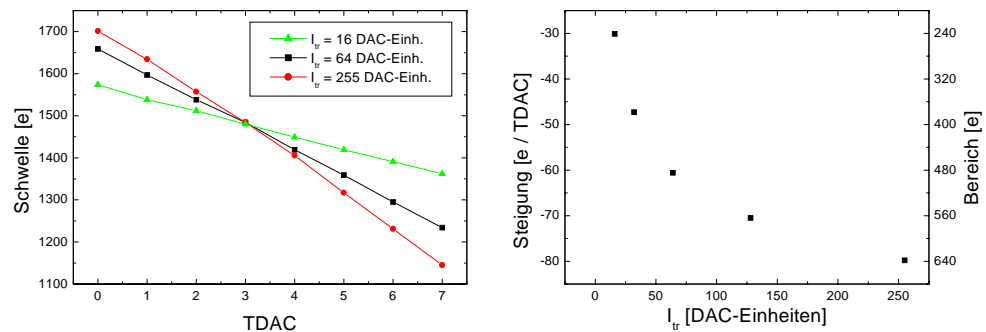


Abbildung 5.8: Einfluß von  $I_{\text{trim}}$  auf die Schwellenjustierung. Das linke Diagramm zeigt die Abhängigkeit der Schwelle vom TDAC-Wert für unterschiedliche Einstellungen von  $I_{\text{trim}}$ , das rechte die Schrittweite bzw. den zur Verfügung stehenden Bereich gegen  $I_{\text{trim}}$

mer die Einstellung für die größtmögliche Schwelle gewählt. Die globale Schwelle wurde so eingestellt, daß der gewünschte Schwellenwert am unteren Rand der gemessenen Verteilung liegt. Aus der ge-

messenen Schwellendispersion wird die ideale Schrittweite für die Schwellenjustierung ermittelt. Anschließend wird für jeden Pixel die Schwelle für unterschiedliche DAC-Einstellungen gemessen und die endgültige Einstellung so gewählt, daß der Schwellenwert möglichst nahe bei dem gewünschten Wert liegt. Dieses Verfahren ist sehr präzise, da es den DAC-Wert aufgrund tatsächlich gemessener Schwellen bei den unterschiedlichen Einstellungen wählt. Ein Nachteil liegt in der langen Meßdauer, da für jeden Pixel mehrere Schwellenmessungen durchgeführt werden müssen.<sup>6</sup>

- Ein zweites Verfahren benutzt den nahezu linearen Zusammenhang zwischen TDAC-Werten und Schwelle (vgl. Abbildung 5.8). Zunächst wird dabei wie in obigem Verfahren eine Schwellenmessung bei identischen DAC-Einstellungen durchgeführt. Anschließend werden Mittelwert  $\bar{S}$  und Standardabweichung  $\sigma_S$  der gemessenen Schwellenverteilung bestimmt. Pixeln mit einer Schwelle  $S < \bar{S} - 3 \cdot \sigma_S$  wird nun die größtmögliche Schwelleneinstellung zugewiesen, Pixeln mit einer Schwelle  $\bar{S} - 3 \cdot \sigma_S \leq S \leq \bar{S} - 2 \cdot \sigma_S$  die nächstkleinere Schwelle etc. (vgl. Abbildung 5.9). Die Güte der resultierenden Schwellenverteilung hängt stark von der Abstimmung der Schrittweite auf die Breite der ursprünglichen Verteilung ab, jedoch lassen sich mit dieser Methode im Idealfall sehr schnell hinreichend kleine Schwellendispersionen erreichen, was insbesondere bei der Vorbereitung von vollständigen Modulen auf den Betrieb im Teststrahl bzw. im ATLAS-Experiment von Bedeutung ist.

Abbildung 5.10 zeigt eine Schwellenmessung für den bereits in Abschnitt 5.3.2 vermessenen Chip nach der Feinjustierung der Schwellen. Man erkennt, daß nahezu keine systematischen Variationen mehr auftreten und die Schwellendispersion auf ca. 100 e zurückgegangen ist. Somit sind die Anforderungen für den Betrieb im ATLAS-Experiment erfüllt.

### 5.3.4 Rauschen

Abbildung 5.11 zeigt das nach dem oben beschriebenen Verfahren bestimmte Rauschen für alle Pixel eines Chips. Man erhält einen mittleren Rauschwert von  $81 \text{ e} \pm 7 \text{ e}$ . Deutlich zu erkennen ist das erhöhte Rauschen in den Pixeln an den Spaltenenden bzw. in der letzten Spalte, die eine höhere Lastkapazität besitzen.

Abbildung 5.12 zeigt das Rauschen eines FE-C Chips mit Sensor für unterschiedliche Einstellungen des Rückkoppelstromes  $I_f$ . Man erkennt eine leichte Zunahme des Rauschens für schnellere Pulsformung, jedoch liegt das Rauschen für alle Einstellungen innerhalb der ATLAS-Anforderungen.

<sup>6</sup>Die Geschwindigkeit läßt sich leicht erhöhen, wenn man aus der Schrittweite und der Schwelle im unjustierten Zustand einen geeigneten Startpunkt für den TDAC-Wert wählt.

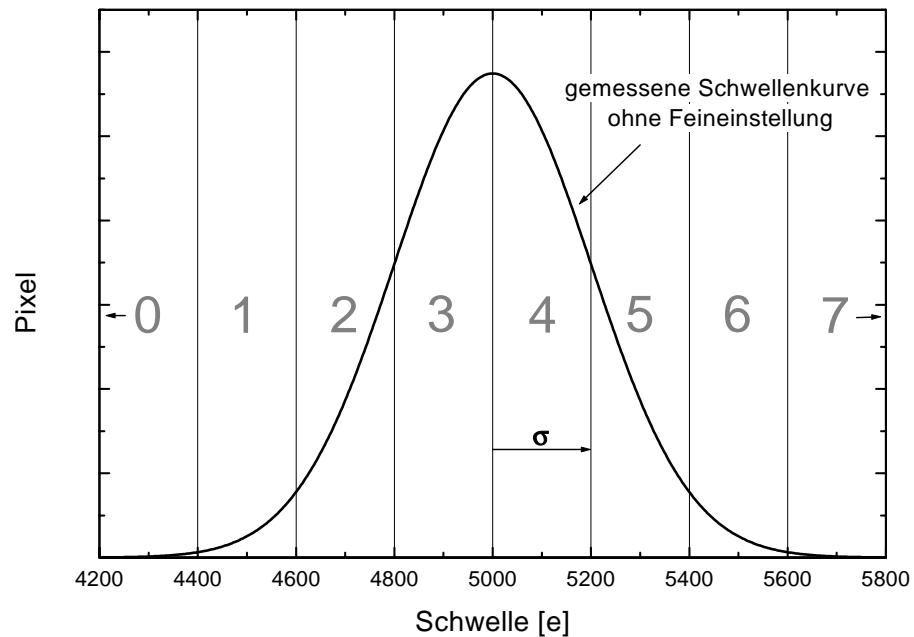


Abbildung 5.9: Zur Funktionsweise der Schwellenjustierung: entsprechend der Schwelle bei einer Messung mit identischen DAC-Werten wird jedem Pixel ein individueller DAC-Wert zugewiesen. Pixel außerhalb  $\pm 4\sigma$  erhalten ebenfalls den DAC-Wert 0 bzw. 7.

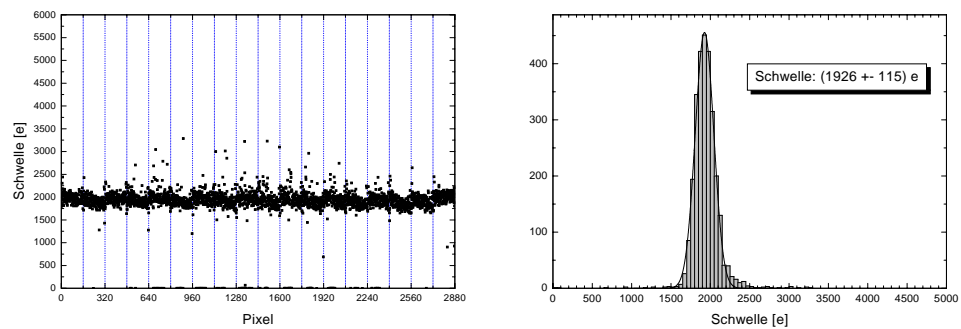


Abbildung 5.10: Nachweisschwellen für alle Pixel eines Chips mit Schwellenjustierung.

### 5.3.5 Nachweis kleiner Signalladungen

Um zu verifizieren, daß ein Betrieb des Chips bei niedrigen Diskriminator-schwellen möglich ist, sowie zum Test der Ladungskalibration wurden an

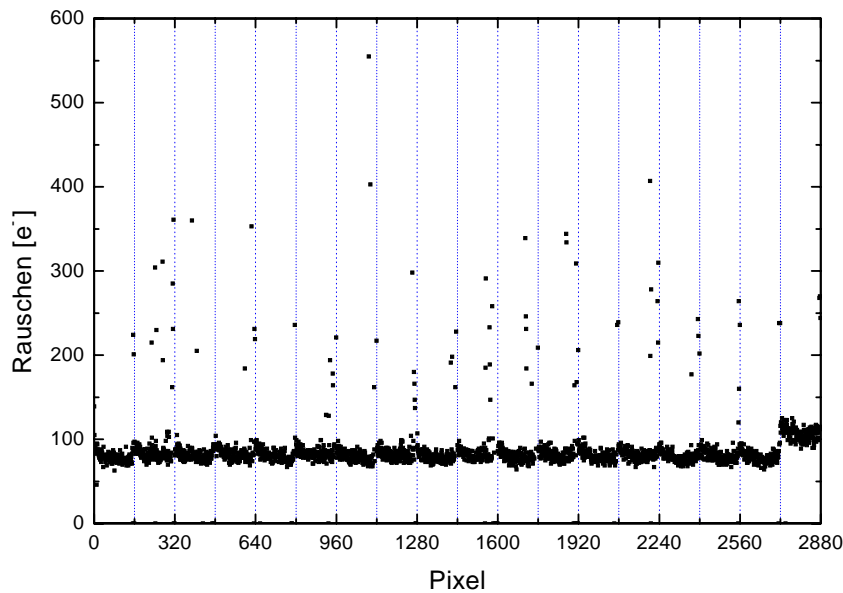


Abbildung 5.11: *Rauschen aller Pixel eines Chips.*

einem Aufbau aus einem FE-C Chip und einem Siliziumsensor Quellenmessungen mit einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle durchgeführt. Die Schwellen des Chips waren auf 1200 e eingestellt, die  $\gamma$ -Quanten der Eisenquelle besitzen eine Energie von ca. 6keV, entsprechend einer deponierten Ladung von ca. 1600 eh-Paaren in einem Siliziumsensor.

Abbildung 5.13 zeigt die gemessene Trefferverteilung im Pixelchip. Man erkennt den Strahlfleck in der Mitte der Pixelmatrix. trotz der niedrigen Schwelle treten keine stark rauschenden Pixel auf; lediglich im oberen Bereich des Chips gibt es unregelmäßige Trefferzahlen, die durch (z.T. großflächige) Kurzschlüsse zwischen den *bump bonds* entstehen. Dies läßt sich besonders an isoliert liegenden Kurzschlüssen erkennen, in denen ein Pixel keine Treffer, der benachbarte eine deutlich höhere Trefferzahl nachweist. Die höheren Trefferzahlen in der letzten Spalte entstehen durch die 50% größere Pixelfläche.

Es zeigt sich somit, daß niedrige Schwellen nicht nur prinzipiell einstellbar sind, sondern daß sich der Chip auch bei Schwellen von nur ca. 1000 e mit der vollständigen digitalen Auslese betreiben läßt, ohne daß Probleme durch stark rauschende Pixel auftreten.

Bei Teststrahlmessungen mit Diamant-Sensoren wurde außerdem die Rauschtrefferrate bei niedrigen Schwellen bestimmt (s. Abschnitt 7.2.1). Bei einer Schwelle von 1000 e ergaben sich Rauschtrefferraten in der Größenordnung von  $10^{-6}$  Treffern pro Pixel und Ereignis, was den ATLAS-Anfor-

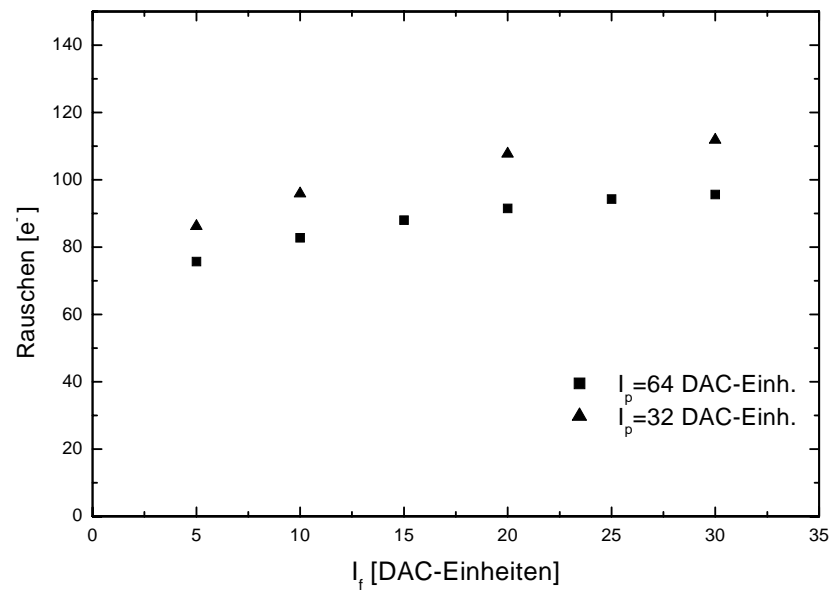


Abbildung 5.12: Mittlere Rauschwerte in Abhängigkeit vom Rückkoppelstrom. Die Messung wurde für zwei verschiedene Einstellungen des Vorverstärkerstromes  $I_p$  durchgeführt.

derungen entspricht.

## 5.4 ToT

Die Länge des bei einem Treffer im Pirate Chip erzeugten Diskriminator-signalen ist abhängig von der deponierten Ladung. Nach der Auslese des Chips liegt diese sogenannte "Zeit über der Schwelle" oder kurz "ToT" für jeden Treffer in Einheiten von 25 ns vor (vgl. Abschnitt 3.4.1) und kann mit den übrigen Trefferdaten gespeichert und weiterverarbeitet werden. Abbildung 5.14 zeigt Messungen der ToT bei Ladungsinjektionen in einen Pixel. Aufgetragen ist dabei die mittlere ToT für 100 Injektionen in Abhängigkeit von der injizierten Ladung für drei verschiedene Einstellungen des Rückkoppelstromes  $I_f$ . Man erkennt einen zunächst linearen Anstieg der ToT, der für große Ladungen abflacht. Dies hat zur Folge, daß die ToT und damit die Totzeit des Diskriminators nicht beliebig ansteigt. Der Sättigungswert ist bei allen Einstellungen von  $I_f$  gleich und nur von den Werten der Versorgungsspannungen sowie der Kontrollspannung  $V_{comp}$  abhängig.

Der gemessene Zusammenhang kann nun benutzt werden, um die Größe von im Sensor deponierten Ladungen aus der ToT zu bestimmen. Die

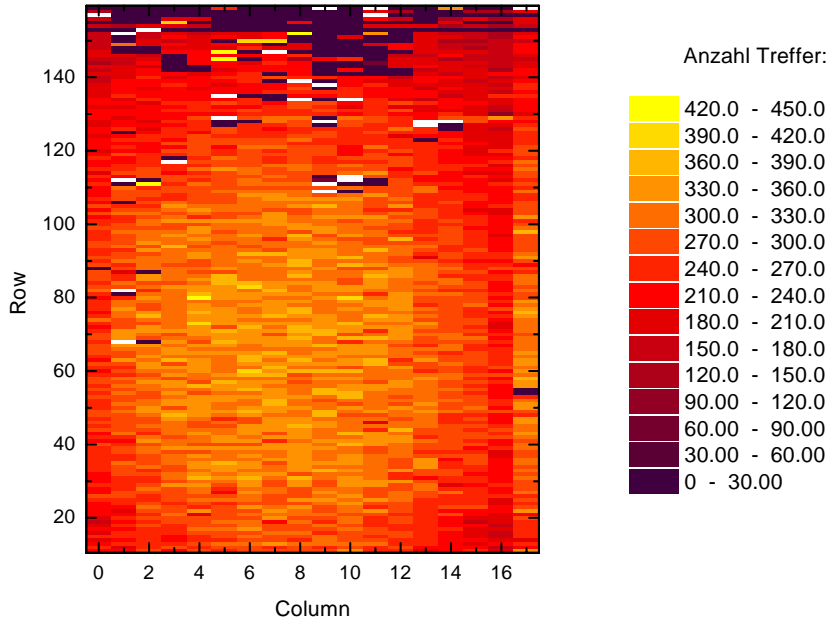


Abbildung 5.13: Strahlfleck der  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle. Man erkennt den Strahlfleck der Quelle im mittleren Bereich des Chips. Im oberen Bereich des Chips führen Kurzschlüsse zwischen den bump bonds zu den unregelmäßigen Trefferzahlen.

erreichbare Ladungsauflösung hängt dabei von der Einstellung von  $I_f$  ab.

Es hat sich gezeigt [38], daß das ToT-Verhalten der einzelnen Pixel eines Chips zum Teil deutlich voneinander abweicht. Für die Auswertung der Ladungsinformation bei Teststrahlungsmessungen wurde daher für jeden Pixel eine individuelle Ladungskalibration durchgeführt. Dazu wird für jeden Pixel eine Messung der ToT in Abhängigkeit von der injizierten Ladung durchgeführt und an die Daten eine Kurve der Form

$$Q = A + \frac{B}{ToT + C} \quad (5.6)$$

angepaßt. Anhand dieser Kalibrationskurven können dann die im Teststrahl gemessenen ToT-Werte in Ladungen umgerechnet werden. In Abbildung 5.14 ist eine Anpassung nach Formel 5.6 beispielhaft für eine der gemessenen Kurven durchgeführt worden.



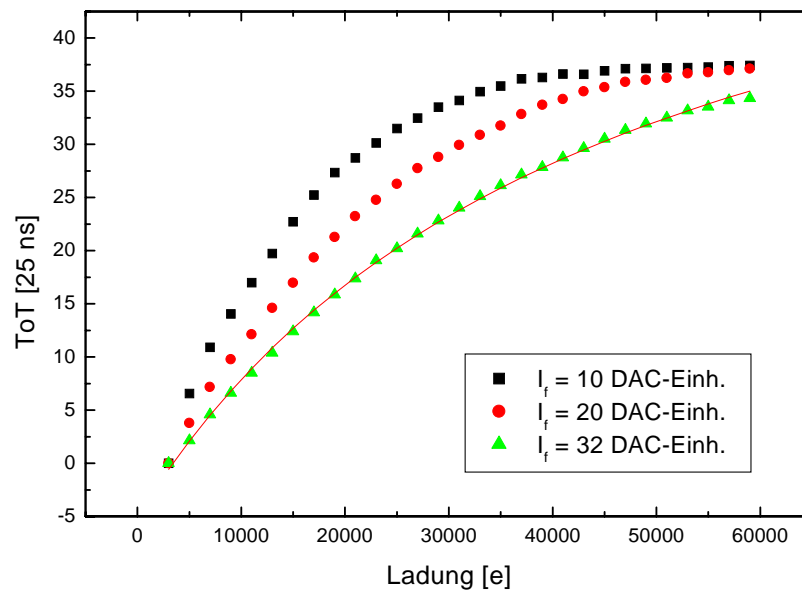


Abbildung 5.14: *ToT* eines einzelnen Pixels in Abhängigkeit von der injizierten Ladung. Die Messung wurde für drei verschiedene Einstellungen des Rückkoppelstromes durchgeführt. Für die Messung bei  $I_f=10$  DAC-Einheiten wurde eine Anpassung nach Formel 5.6 durchgeführt (siehe Text).

## 5.5 Ballistisches Defizit

In Abbildung 5.2 zeigt sich, daß die Pulshöhe des Vorverstärkers mit zunehmendem Rückkoppelstrom abnimmt. Dieser Effekt, der dadurch zustande kommt, daß der Rückkoppelkondensator schon vor Erreichen der maximalen Pulshöhe mit dem Strom  $I_f$  entladen wird, wird als ballistisches Defizit (engl.: *shaping loss*) bezeichnet.

Führt man für zunehmende Entladeströme Schwellenmessungen durch, so führt die Abnahme der Pulshöhe zu einer Zunahme der gemessenen Schwelle: obwohl die eigentliche Diskriminatorschwelle unverändert bleibt, muß mehr Ladung am Eingang des Vorverstärkers deponiert werden, damit dessen Ausgangssignal die Diskriminatorschwelle übersteigt. Eine Messung dieses Verhaltens zeigt Abbildung 5.15.

Es hat sich gezeigt, daß bei der Verteilung des Rückkoppelstromes starke Inhomogenitäten innerhalb der Spalten eines Chips auftreten. Dies führt zu der bereits erwähnten deutlichen Variation des ToT-Verhaltens zwischen den Pixeln eines Chips[38], zum anderen ist zu erwarten, daß auch der Einfluß des ballistischen Defizits auf die Schwelle entsprechend variiert und somit ein Beitrag zur Schwellendispersion durch das ballistische Defizit

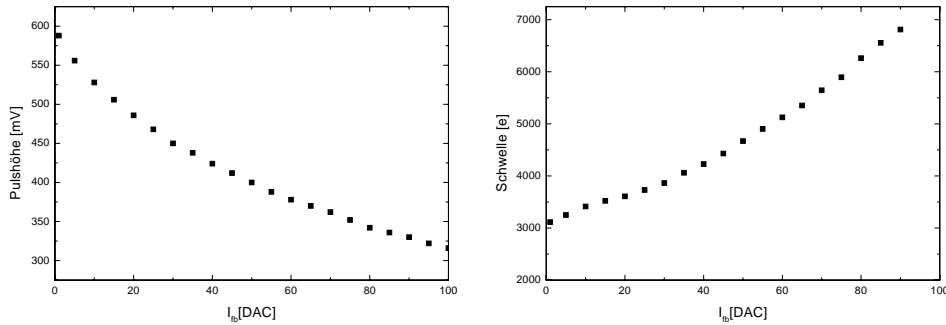


Abbildung 5.15: Einfluß des Rückkoppelstromes auf die Pulshöhe des Vorverstärkers (links) und die Diskriminatorschwelle (rechts). Das linke Diagramm zeigt die Pulshöhe bei einer konstanten Ladungsmenge von 10000 e, das rechte die Nachweisschwelle eines Pixels bei gleichbleibender Diskriminatorschwelle.

entsteht.

Um dies zu überprüfen, wurde für einen Chip mit bekannter Schwellenverteilung die ToT für jeden Pixel bei Injektion einer festen Ladung von 25000 e bestimmt. Dabei wurde jeweils über 100 Injektionen gemittelt. Nimmt man für den Vorverstärkerpuls idealisierend eine zu vernachlässigende Anstiegszeit sowie einen linearen Abfall an, so gilt für die Zeit über der Schwelle:

$$ToT = \frac{Q_{max} - Q_{thresh}}{I_f} \quad (5.7)$$

Dabei ist  $Q_{max}$  die Höhe des Vorverstärkerpulses und  $Q_{thresh}$  die Diskriminatorschwelle. Somit sind Variationen in der ToT ein direktes Maß für die Schwankungen im Strom  $I_f$ . Trifft also die Hypothese zu, daß ein Teil der systematischen Schwellenvariationen auf eine inhomogene Verteilung des Stromes  $I_f$  zurückzuführen ist, sollte eine negative Korrelation zwischen der Schwelle eines Pixels dem gemessenen ToT-Wert für eine feste Ladung bestehen.<sup>7</sup>

In Abbildung 5.16 sind die mittleren ToT-Werte gegen die Schwellenwerte in den jeweiligen Pixeln aufgetragen. Man erkennt, daß sowohl die ToT- als auch die Schwellen-Werte über einen weiten Bereich streuen. Weiterhin zeigt sich in dem Diagramm eine eindeutige Korrelation zwischen den beiden Größen. Den oben erwähnten Einfluß der Diskriminatorschwellen auf die ToT als mögliche Erklärung für die gemessene Korrelation kann man nun aufgrund der Schwankungsbreite der ToT-Werte und der hohen

<sup>7</sup>Zwar besteht auch eine direkte Abhängigkeit der ToT von der Schwelle, die zu einer negativen Korrelation führt, doch wurde für die ToT-Messung eine Ladung deutlich oberhalb der Schwelle gewählt, wodurch die beiden Effekte nachher anhand quantitativer Überlegungen unterschieden werden können.

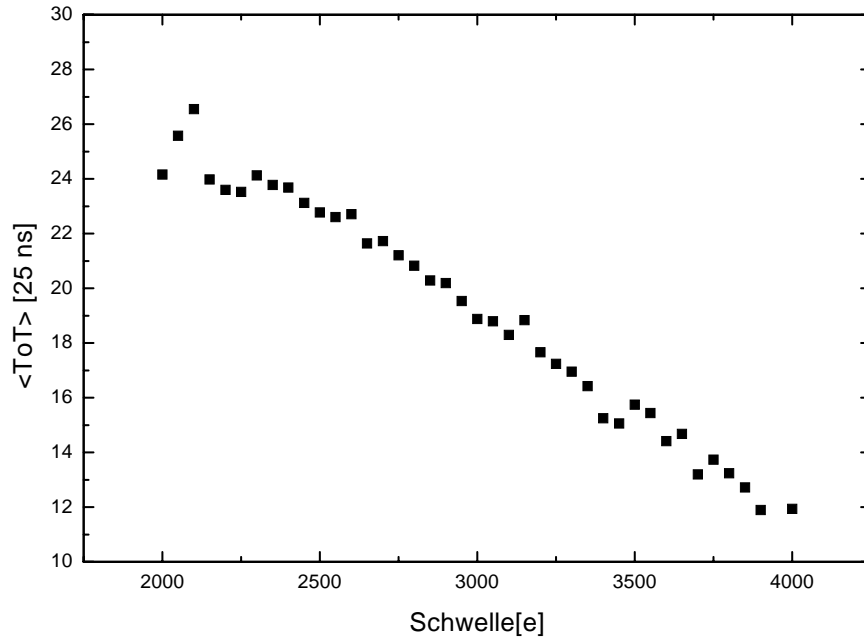


Abbildung 5.16: Mittlere ToT für eine feste Ladung aufgetragen gegen die Schwelle in dem jeweiligen Pixel. Zur besseren Darstellung wurden jeweils alle ToT-Werte in einem Schwellenbereich von 50 e zu einem Wert zusammengefaßt.

injizierten Ladung ausschließen: aus Formel 5.16 folgt

$$\delta ToT = -\frac{ToT}{Q_{max} - Q_{thresh}} \delta Q_{thresh} - \frac{ToT^2}{Q_{max} - Q_{thresh}} \delta I_f \quad (5.8)$$

Mit den gemessenen Werten beträgt der erste Term  $\sim -2 \cdot 25 \text{ ns}$  bei einer Änderung der Schwelle von 2000 e auf 4000 e, was deutlich unter der gemessenen Änderung liegt. Um diese zu erklären, ist nach Auswerten des zweiten Terms eine Variation des Rückkoppelstromes von  $\mathcal{O}(\text{nA})$  notwendig, was der Größenordnung des eingestellten Stromes entspricht.

Abbildung 5.17 zeigt nun eine Messung der in Abbildung 5.6 bereits dargestellten Nachweisschwellen eines FE-C Chips, jedoch bei abgeschaltetem Rückkoppelstrom  $I_f = 0$ . Man erkennt, daß durch den Wegfall des ballistischen Defizits sowohl die mittlere Schwelle als auch die Schwellendispersion zurückgegangen sind. Insbesondere sind die systematischen Variationen der Schwelle innerhalb der Spalten des Chips deutlich schwächer (vgl. Abbildung 5.6).

Um Variationen des ballistischen Defizits als Ursache für die Schwellendispersion zu eliminieren, wurde daher in den folgenden Chipgenerationen Wert auf eine homogenere Verteilung des Rückkoppelstromes gelegt.

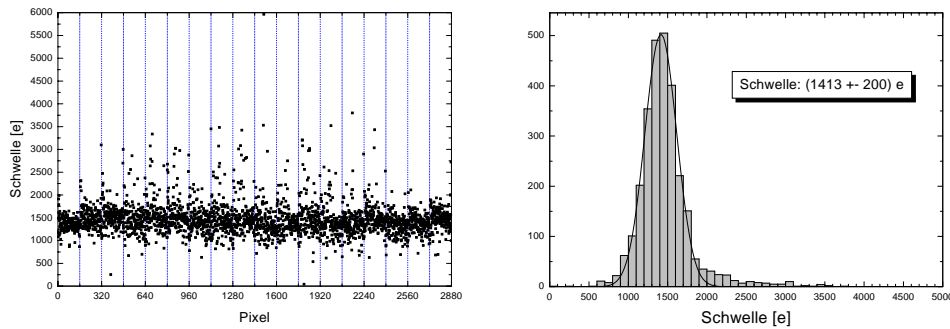


Abbildung 5.17: : Unjustierte Schwellen des in Abbildung 5.6 vermessenen Chips bei abgeschaltetem  $I_f$ . Durch Wegfall des ballistischen Defizits ist die mittlere Nachweissschwelle sowie die Schwellendispersion gesunken.

Außerdem wurde auch das *shaping loss* durch eine schnellere Anstiegszeit des Vorverstärkers verbessert.

## 5.6 Zeitauflösung

Entscheidend für die Zeitauflösung des Verstärkerchips ist eine konstante Ansprechzeit der Diskriminatoren. Während man die absolute Zeitdauer zwischen Teilchendurchtritt und Komparatorsignal durch eine entsprechende Verzögerung des Triggersignales im MCC berücksichtigen kann, können Variationen in der Ansprechzeit dazu führen, daß nicht alle Treffer dem gleichen Wechselwirkungszeitpunkt zugeordnet werden.

Zwei prinzipiell verschiedene Effekte können zu Variationen in der Ansprechzeit führen:

- Variationen in der Ansprechzeit eines Pixels für unterschiedliche Ladungen (*timewalk*)
- Variationen in der Ansprechzeit zwischen verschiedenen Pixeln des gleichen Chips.

Beide Effekte sollen im folgenden untersucht werden. Zur Messung der Ansprechzeit wurde dabei jeweils ein einzelner Pixel des Chips selektiert und demaskiert. Dann wurde die Verzögerung zwischen einer Injektion und dem resultierenden Signal auf dem *hitbus* mit Hilfe eines Tektronix Oszilloskops TDS 640 gemessen. Dieses stellt mit einem Meßfehler von  $\leq 1$  ns eine hinreichend genaue Zeitmessung zur Verfügung. Entsprechend der Fragestellung wurde die Messung für weitere Pixel oder andere Ladungsmengen wiederholt.

### 5.6.1 Timewalk

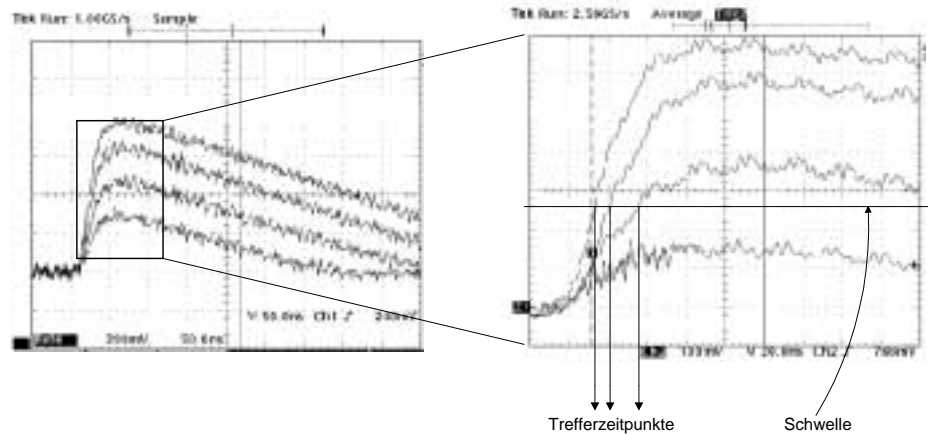


Abbildung 5.18: Erläuterung des "timewalks": Betrachtet man Vorverstärkersignale unterschiedlicher Höhe, so überschreiten diese zu unterschiedlichen Zeiten die Schwellenspannung.

Die nicht zu vernachlässigende Anstiegszeit des Vorverstärkers führt dazu, daß das Ausgangssignal des Verstärkers die Diskriminatorschwelle nach Deposition der Ladung mit einer bestimmten Verzögerung übersteigt. Da die Zeit zum Erreichen der vollen Signalhöhe nahezu unabhängig von der deponierten Ladung ist, ist die Anstiegsgeschwindigkeit und somit auch die Zeit bis zum Überschreiten eines festen Schwellenwertes ladungsabhängig. (vgl. Abbildung 5.18) Diese Ladungsabhängigkeit der Ansprechzeit wird auch als *timewalk* bezeichnet. Um diesen Effekt quantitativ zu untersuchen, wurde bei Testinjektionen die Verzögerungszeit zwischen der Injektion und dem Diskriminatorsignal in Abhängigkeit von der deponierten Ladung gemessen. Dies wird zunächst für eine hinreichend hohe Referenzladung durchgeführt, auf die die anschließend gemessenen Zeiten für kleinere Ladungen bezogen werden.

Abbildung 5.19 zeigt eine Messung der Ansprechzeit in Abhängigkeit von der deponierten Ladung. Da bei einer Variation von mehr als 25 ns die Signale im ATLAS-Experiment nicht mehr der gleichen Wechselwirkung zugeordnet werden können, wird bei einer *timewalk*-Messung diejenige Ladung bestimmt, unterhalb der die Verzögerung mehr als 25 ns relativ zur Referenzladung beträgt. In Abbildung 5.19 entspricht diese Ladung der Schwelle zuzüglich des grau unterlegten Bereiches. Üblicherweise wird die Ladung oberhalb der Schwelle, die nötig ist, um den Treffer zeitlich korrekt nachzuweisen, als *timewalk*-Ladung oder kurz *timewalk* bezeichnet.

Entscheidend für den effizienten Teilchennachweis ist somit die Summe

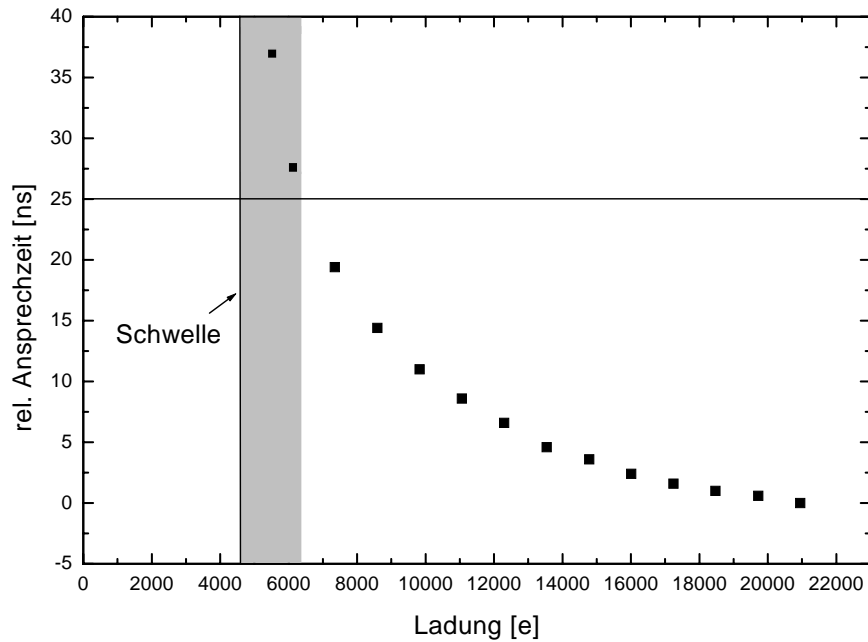


Abbildung 5.19: Abhängigkeit der Ansprechzeit von der injizierten Ladung. Die Ansprechzeiten sind relativ zur Ansprechzeit für die höchste gemessene Ladung aufgetragen. Die Nachweisschwelle liegt für diese Messung bei ca. 4500 e, Ladungen innerhalb des grau unterlegten Bereiches werden zwar nachgewiesen, jedoch aufgrund ihrer hohen Verzögerung einer späteren Wechselwirkung zugeordnet. Die diesem Bereich entsprechende Ladung wird als 'timewalk' bezeichnet.

aus Schwelle und *timewalk* (im folgenden als *in-time*-Schwelle bezeichnet). Zusammen mit der Referenzladung bestimmt diese Größe den erreichbaren dynamischen Bereich des Verstärkerchips beim Betrieb unter ATLAS-Bedingungen. Die Analyse von Pixeldetektordaten hat gezeigt, daß der relevante Bereich bei der Ladungsdeposition im Bereich von  $0,6 \times Q_{mip}$  bis  $1,5 - 2,0 \times Q_{mip}$  liegt.[39]  $Q_{mip}$  ist dabei der wahrscheinlichste Wert der Landauverteilung für ein minimal ionisierendes Teilchen. Berücksichtigt man außerdem eine Aufteilung der Ladung auf zwei benachbarte Pixel, so müssen Ladungen zwischen  $0,3 \times Q_{mip}$  und  $2 \times Q_{mip}$  nachgewiesen und der gleichen Wechselwirkung zugeordnet werden, entsprechend einem dynamischen Bereich von ca. 6,7.<sup>8</sup> Die kleinste geforderte untere Grenze dieses Bereiches beträgt dabei 3000 e (vgl. Abschnitt 3.3). Abbildung 5.20 zeigt

<sup>8</sup>Als Maß für den dynamischen Bereich wird hier der Quotient aus oberer und unterer Grenze verwendet. Bei einem Bereich von  $0,3 \times Q_{mip}$  bis  $2 \times Q_{mip}$  ergibt sich der geforderte Wert von 6,7.

Messungen der *in-time*-Schwelle für drei verschiedene Referenzladungen bei einer Diskriminatorschwelle von  $1373 \text{ e} \pm 88 \text{ e}$ .<sup>9</sup> Bei den Messungen wurde jeweils über die Pixel eines vollständigen Elektronikchips gemittelt. Außerdem ist jeweils der der Messung entsprechende dynamische Bereich aufgetragen. Man erkennt, daß der dynamische Bereich für kleine Referenzladungen (entsprechend dem Betrieb nach Bestrahlung) am kleinsten ist, jedoch noch knapp oberhalb des geforderten Wertes liegt. Mit den in dieser Messung eingestellten Diskriminatorschwellen von  $1373 \text{ e} \pm 88 \text{ e}$  erreicht man hier eine minimale *in-time*-Schwelle von 3280 e. Da dieser Wert die Summe aus Schwelle und *timewalk* darstellt, kann somit bei Diskriminatorschwellen von ca. 1000 e der geforderte Wert einer *in-time*-Schwelle von 3000 e erreicht werden.

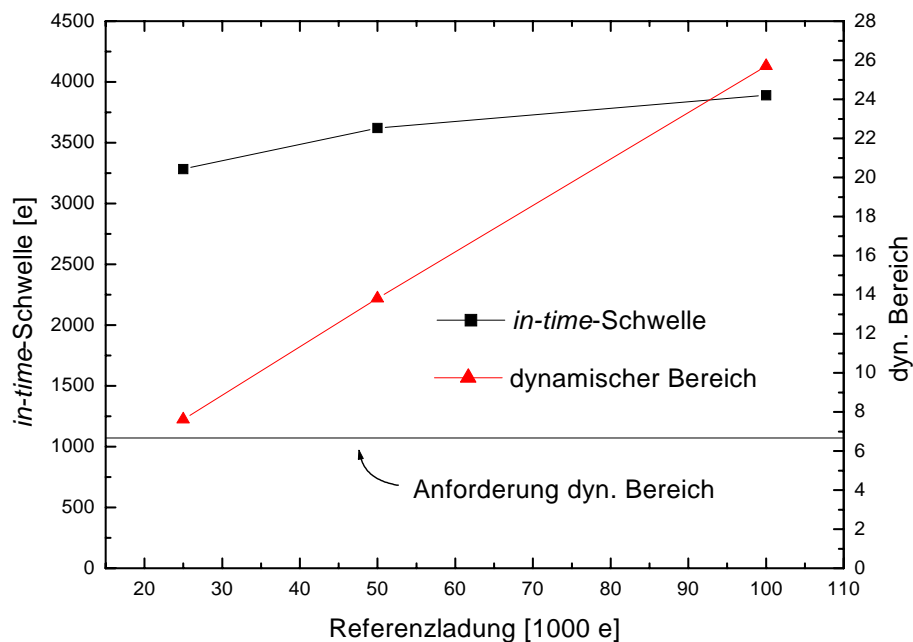


Abbildung 5.20: Messung der *in-time*-Schwelle bei unterschiedlichen Referenzladungen. Aufgetragen ist neben der *in-time*-Schwelle der jeweils resultierende dynamische Bereich (siehe Text).

<sup>9</sup>Im Unterschied zu normalen Schwellenmessungen wurde für die Messung der *in-time*-Schwelle die strengere Anforderung von 99% Effizienz gestellt.

### Timewalk-Messung im Teststrahl

Zur Untersuchung von *timewalk*-Effekten werden im Teststrahl im Unterschied zum ATLAS-Experiment anstelle eines einzelnen Triggersignals 16 aufeinanderfolgende L1-Trigger an den Chip gegeben. Daher werden auch Treffer, die mit einer Verzögerung von mehr als 25 ns gegenüber dem nominalen Zeitpunkt nachgewiesen werden, ausgelesen und gespeichert. Zusammen mit den Trefferdaten liefert der Elektronikchip die Nummer des Triggers, der der Treffer zugeordnet wurde. Auf diese Weise können in der Analyse zu spät nachgewiesene Treffer erkannt werden.

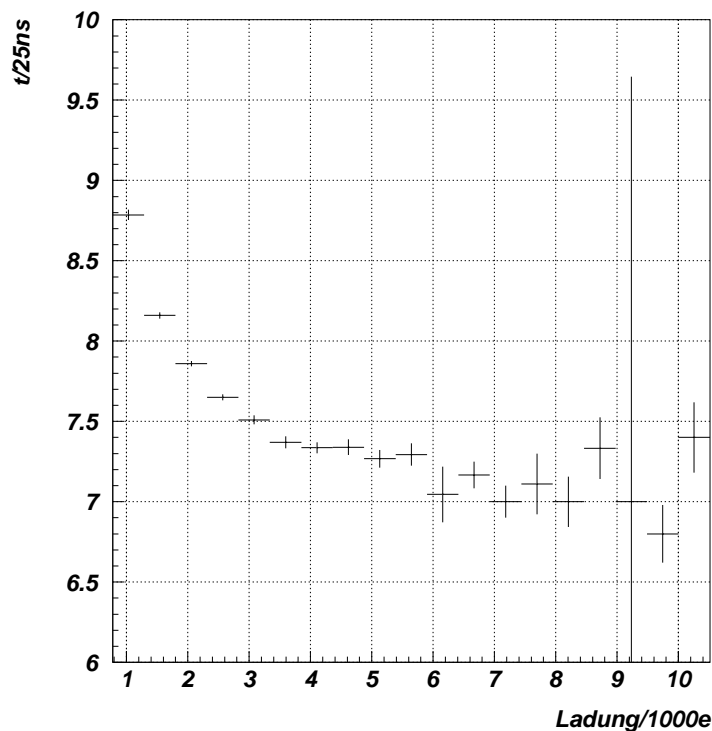


Abbildung 5.21: Messung des 'Timewalks' im Teststrahl. Aufgetragen ist die mittlere Triggernummer (und damit der mittlere Nachweiszeitpunkt in Einheiten von 25 ns) gegen die aus der ToT-Information bestimmte Ladung. (siehe Text)

Berechnet man für eine Trefferklasse die mittlere Triggernummer, so erhält man die mittlere Ansprechzeit in Einheiten von 25 ns. Trägt man diese gegen die gesammelte Ladung auf, so ergibt sich direkt eine Abbildung 5.19 entsprechende Messung der Ansprechzeit in Abhängigkeit von der Ladung. Die Ladung erhält man dabei aus der ToT-Information des FE-C Chips. Abbildung 5.21 zeigt eine Messung der *timewalk*-Kurve für einen FE-C Chip mit einem Diamant-Sensor. Dieser erwies sich als besonders ge-



eignet für diese Messung, da die nachgewiesenen Ladungsmengen in dem für den *timewalk* besonders sensitiven Bereich knapp oberhalb der Schwelle lagen.

Man erkennt in der dargestellten Messung, daß die mittlere Triggernummer mit steigender Ladung abnimmt; für große Ladungen wird ein Grenzwert von ca. 7 erreicht<sup>10</sup>. Eine Verzögerung von 25 ns gegenüber diesen Ereignissen mit hohen Ladungen entspricht somit einer mittleren Triggernummer von 8. Dieser Wert wird für ca. 2000 e erreicht. Dabei ist jedoch zu beachten, daß die in dieser Messung maximal deponierten Ladungen kleiner waren als die im vorherigen Abschnitt angenommenen Referenzladungen. (vgl. Kapitel 7)

### 5.6.2 Zeitdispersion

Neben dem *timewalk* können auch Variationen der Ansprechzeit in Abhängigkeit von der Position des getroffenen Pixels dazu führen, daß Treffer nicht dem korrekten Ereignis zugeordnet werden. In Labormessungen hatten sich systematische Variationen der Ansprechzeit von bis zu 10 ns sowohl mit zunehmender Zeilenzahl als auch zwischen geraden und ungeraden Zeilen gezeigt. Daher wurde auch die Homogenität des zeitlichen Ansprechverhaltens in Teststrahlungsmessungen überprüft.

Analog zu den Messungen des *timewalks* wurde für jeden Treffer des Pixelchips aus der Triggernummer die Ansprechzeit bestimmt. Abbildung 5.22 zeigt die mittlere Ansprechzeit aufgetragen gegen die Zeilennummer. Man erkennt, daß die Ansprechzeit über einen Bereich von 110 Zeilen<sup>11</sup> nahezu konstant bleibt. Eine lineare Anpassung an die Daten ergibt eine Variation von  $2,1 \text{ ns} \pm 0,3 \text{ ns}$  über die Länge eines Elektronikchips (160 Zeilen).

Im Unterschied zu den *timewalk*-Messungen im Teststrahl läßt sich also der Effekt der Zeitdispersion nicht durch die Strahldaten bestätigen. Dies deutet darauf hin, daß der bei Injektionen gemessene Effekt nicht durch die Antwortzeit von Vorverstärker und Diskriminator entsteht, sondern durch eine inhomogene Anstiegszeit des Injektionssignals und somit für den Einsatz im Experiment irrelevant ist.

Ebenso läßt sich in den Teststrahldaten kein systematischer Unterschied zwischen geraden und ungeraden Zeilen erkennen. Die mittlere Ansprechzeit der beiden Pixelklassen unterscheidet sich in der oben dargestellten Messung um  $1,05 \text{ ns} \pm 0,07 \text{ ns}$ , was ebenfalls deutlich unter dem Ergebnis der Messung mit externen Ladungsinjektionen liegt.

---

<sup>10</sup>Der Nullpunkt ist bei dieser Messung nur durch die Verzögerung des Triggersignales im Testsystem gegeben und daher unbedeutend für die Aussage der Messung; entscheidend ist lediglich der Absolutwert der Verzögerung für große Signalladungen.

<sup>11</sup>Dies entsprach dem durch den Strahl ausgeleuchteten Bereich.

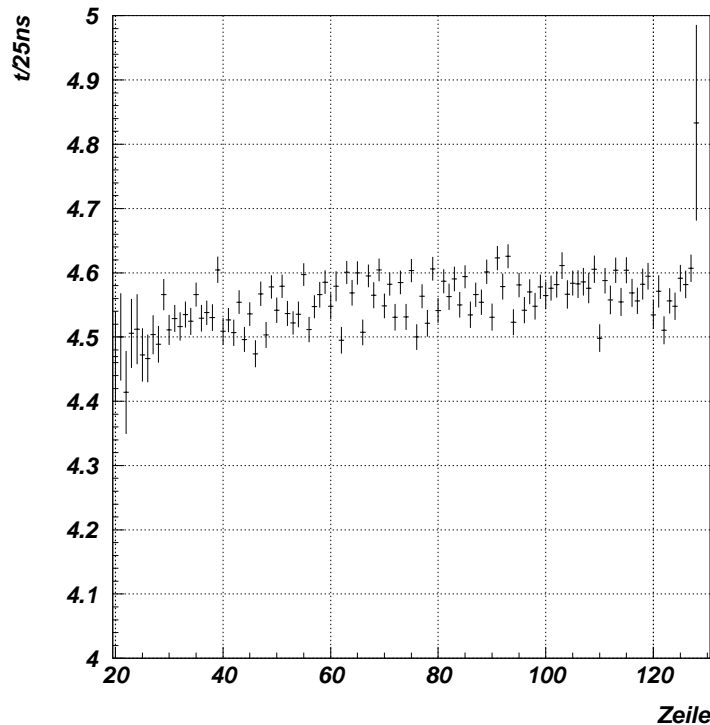


Abbildung 5.22: Messung der Zeitdispersion im Teststrahl. Aufgetragen ist der Nachweiszeitpunkt in Einheiten von 25 ns (mit willkürlichem Nullpunkt) gegen die Zeile. Die Darstellung ist auf den Bereich des Strahlflecks (Zeilen 20 bis 130) beschränkt.

## 5.7 Doppelpulsauflösung

Für den effizienten Teilchennachweis bei hohen Trefferraten ist wichtig, daß auch zeitlich kurz aufeinander folgende Teilchendurchgänge als getrennte Treffer nachgewiesen werden. Da bei den FE-A/C und FE-D ICs die Ankopplung des Diskriminators an den Vorverstärker über einen Kondensator geschieht, ist nicht von vornherein klar, daß der Pixel sofort nach Unterschreiten der Diskriminatorschwelle einen weiteren Treffer nachweisen kann. Vielmehr ist zu erwarten, daß erst nach einer RC-Zeit das Potential am Diskriminatoreingang wieder auf seinen Ausgangswert zurückgegangen ist. Zur Untersuchung der Doppelpulsauflösung werden zwei aufeinander folgende Spannungssprünge auf die Injektionskapazität des Pixels gegeben (Vgl. Abb. 5.23). Dies hat zwei aufeinander folgende Pulse des Vorverstärkers zur Folge. Um den Einfluß des ersten Pulses auf den zweiten quantitativ zu untersuchen, wird eine Schwellenmessung für den zweiten Puls durchgeführt, das heißt, dieser in seiner Höhe variiert und

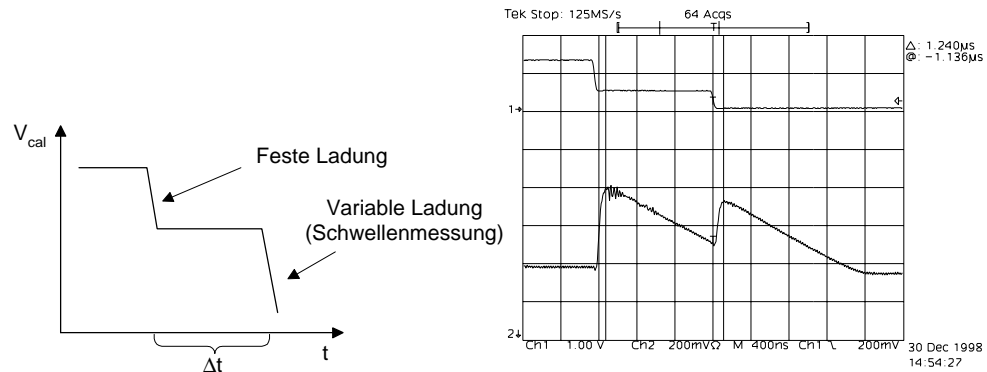


Abbildung 5.23: Meßprinzip der Doppelpulsauflösung: Nach einem Puls fester Höhe wird die Schwelle für einen zweiten Puls bestimmt. Der zeitliche Abstand  $\Delta t$  zwischen den beiden Pulsen wird variiert. Das rechte Bild zeigt das Injektions-signal zusammen mit dem Vorverstärkerausgang.

die Diskriminatorantwort in Abhängigkeit von der injizierten Ladung bestimmt. Als Parameter werden sowohl der Abstand der beiden Pulse als auch die Höhe der ersten Injektion variiert. Dabei besteht ein prinzipieller Unterschied darin, ob der erste Puls die Diskriminatorschwelle übersteigt oder nicht.

Liegt der erste Puls unterhalb der Diskriminatorschwelle, so ergibt sich für den zweiten Puls eine Schwellenverschiebung in Abhängigkeit vom zeitlichen Abstand der Pulse (Abb. 5.24). Diese ist dadurch bedingt, daß sich der zweite Puls und die abfallende Flanke des ersten Pulses addieren. Abb. 5.24 zeigt Messungen bei unterschiedlichen Rückkoppelströmen des Vorverstärkers. Für kleine Zeitdifferenzen erkennt man eine deutliche Abnahme der Schwelle durch die Addition der beiden Pulse. Bevor die Schwelle wieder auf den Ausgangswert zurückgeht, gibt es über einen weiteren Zeitbereich eine leichte Erhöhung des gemessenen Schwellenwertes, ein Effekt, der auf die kapazitive Kopplung zwischen Verstärker und Diskriminator zurückzuführen ist.

Ist die erste Ladung größer als die Diskriminatorschwelle, so kann so lange kein zweiter Treffer nachgewiesen werden, bis der Diskriminator wieder in seinem Ausgangszustand ist. Dies zeigt Abb. 5.25. Hier wurde als erster Puls eine Ladung von 23000 Elektronen (entsprechend einem minimal ionisierenden Teilchen in  $300 \mu\text{m}$  Silizium) injiziert. Das Diagramm zeigt neben den gemessenen Schwellenwerten in Abhängigkeit von der Zeitdifferenz auch die ToT des ersten Pulses sowie die Einzelpulsschwellen. Man erkennt, daß schon unmittelbar nach der ToT des ersten Pulses

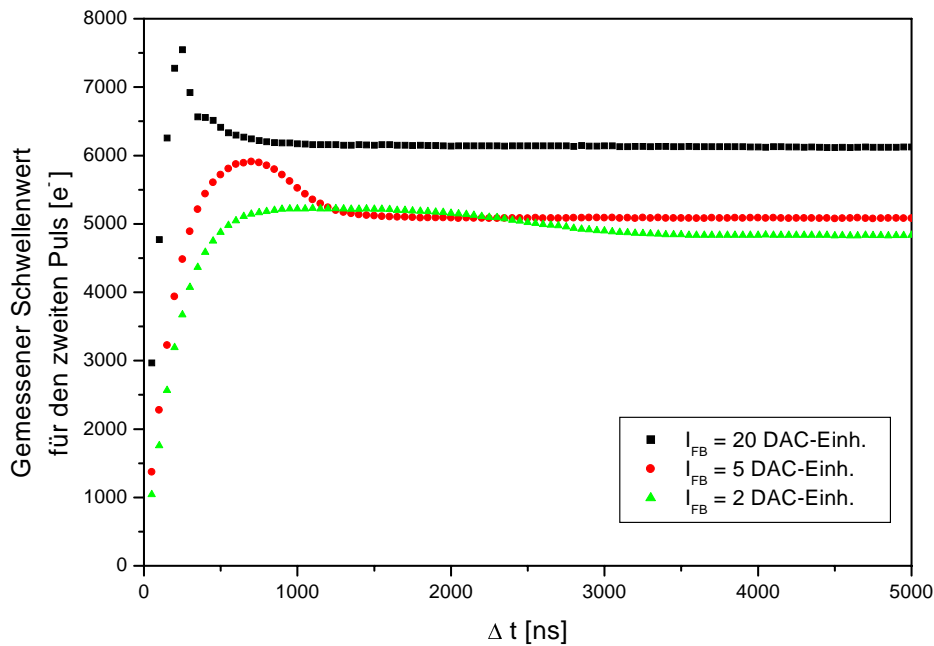


Abbildung 5.24: Messung zur Doppelpulsauflösung. Es wurde zunächst eine Ladung unterhalb der Diskriminatorschwelle injiziert und dann die Schwelle für einen zweiten Puls nach der Zeitdifferenz  $\Delta t$  gemessen. Dies wurde für mehrere Werte des Rückkoppelstromes durchgeführt.

wieder Schwellenwerte gemessen werden. Es gibt also keine nennenswerte zusätzliche Totzeit durch den Schaltvorgang des Diskriminators. Wieder wurden Messungen bei unterschiedlichen Rückkoppelströmen des Vorverstärkers durchgeführt. Der Zeitraum, über den Abweichungen von der Einzelpulsschwelle gemessen werden, liegt dabei in beiden Fällen in der Größenordnung der Rückkehr zur Nulllinie des Vorverstärkerpulses.

Insgesamt zeigt sich also, daß ein Pixel für sinnvolle Einstellungen des Rückkoppelstromes schon nach wenigen Mikrosekunden wieder Treffer mit seiner ursprünglichen Schwelle nachweisen kann. Außerdem kann die in Abschnitt 5.2 gemachte Annahme, daß nach Rückkehr des Vorverstärkersignals zur Nulllinie wieder Treffer nachgewiesen werden können, bestätigt werden. Somit scheinen auch die dort gefundenen Einstellungen für den Strom  $I_f$  gerechtfertigt.

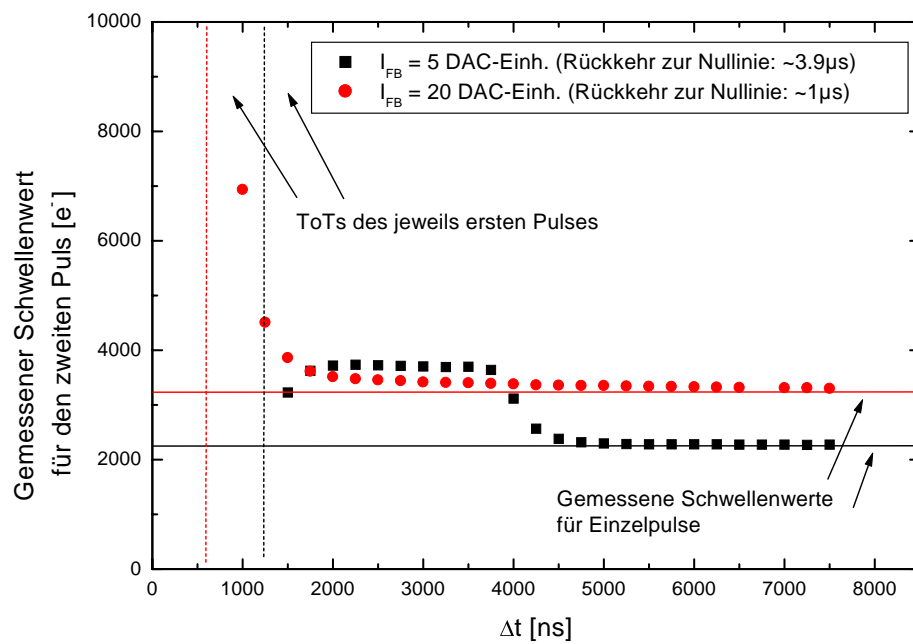


Abbildung 5.25: Messung zur Doppelpulsaufösung. Es wurde zunächst eine Ladung von ca. 23000  $e^-$  ( $\sim 1$  mip in  $300 \mu m$  Silizium) injiziert und dann die Schwelle für einen zweiten Puls in Abhängigkeit von der Zeitdifferenz  $\Delta t$  zwischen den beiden Pulsen bestimmt. Die Messung wurde dabei für zwei unterschiedliche Werte des Rückkoppelstromes durchgeführt.



## Kapitel 6

# Untersuchungen mit Siliziumsensoren

In diesem Kapitel sollen Messungen der charakteristischen Eigenschaften von Aufbauten aus FE-C Chips mit Siliziumsensoren vorgestellt werden. Soweit nicht anders angegeben, handelt es sich dabei um Messungen mit SSGb Sensoren, deren Design im wesentlichen dem der endgültigen Sensoren für das ATLAS-Experiment entspricht.

### 6.1 Übersprechen

Durch die Rückkopplung des Verstärkers sollte dessen Eingang immer auf konstantem Potential liegen. Im Realfall hat der Verstärker jedoch eine endliche Ansprechzeit, so daß es bei Deposition einer Ladung am Verstärkereingang kurzfristig zu Änderungen des Eingangspotentials kommt. Da jede Pixelelektrode neben der Kapazität zur Sensorrückseite auch eine nicht verschwindende Kapazität zu den Nachbarpixeln besitzt, führt dies dazu, daß Ladungen in den Nachbarpixeln influenziert werden und möglicherweise Treffer in diesen Pixeln erzeugen (Abbildung 6.1).

Da dieses kapazitive Übersprechen nur von der deponierten Ladungsmenge, nicht aber vom Ort des Teilchendurchgangs abhängt, tragen die evtl. entstehenden Treffer in den Nachbarpixeln nicht zur Verbesserung der Ortsauflösung bei. Jedoch erhöhen sie die Belegungsdichte des Pixelchips und können somit unter Umständen zum Verlust echter Trefferdaten führen. Als Maß für das Übersprechen benutzt man den sogenannten *Crosstalk*, der als Verhältnis der Ladung  $Q_{Hit}$  im getroffenen Pixel und der Ladung  $Q_{Nachbar}$  im entsprechenden Nachbapixel definiert ist. Bezeichnet man den *Crosstalk* mit  $XT$ , so gilt also:

$$XT = \frac{Q_{Nachbar}}{Q_{Hit}} \quad (6.1)$$

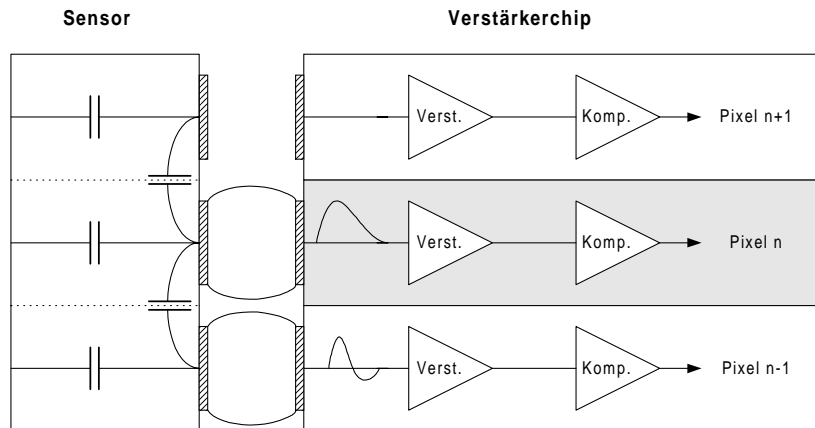


Abbildung 6.1: Entstehung des Übersprechens: Durch die Kapazität zwischen den Sensorpixeln wird bei einer Ladungsdeposition in einem Pixel (hier: Pixel n) auch Ladung in den benachbarten Elektronikpixeln induziert, sofern diese mit dem Sensor verbunden sind (Pixel n-1). Ist diese Ladung groß genug, registriert auch der Nachbarpixel einen Treffer. Das Übersprechen kann zum Auffinden von fehlenden Lötverbindungen (Pixel n+1) benutzt werden.

Für den ATLAS-Pixeldetektor soll diese Größe, die sowohl vom Design des Sensors als auch von der Geschwindigkeit der Elektronik abhängt, einen Wert von 10% nicht übersteigen.

Zur Messung des Übersprechens wird das Prinzip der Schwellenmessung verwendet, das heißt in Abhängigkeit von der injizierten Testladung wird die Antwort des Diskriminators gemessen. Im Unterschied zu einer gewöhnlichen Schwellenmessung wird die Testladung jedoch nicht in den Pixel injiziert, dessen Antwortfunktion gemessen wird, sondern in den Nachbarpixel. Auf diese Weise erhält man einen Schwellenwert, der um den Faktor  $1/XT$  größer ist als die tatsächliche Schwelle des Pixels. Durch Vergleich mit dieser kann somit das Übersprechen zwischen den beiden Pixeln bestimmt werden.

Abbildung 6.2 zeigt das so bestimmte Übersprechen für den FE-C IC mit zwei verschiedenen Sensortypen. Man erkennt ein mittleres Übersprechen von ca. 3% für den *p-spray*-Sensor und von ca. 7% für den *p-stop*-Sensor. Das erhöhte Übersprechen am Spaltenende liegt an einer zusätzlichen Zwischenpixelkapazität durch die Metalleiterbahnen, die zum Anschluß der Pixel im Zwischenchipbereich dienen.

Die endgültigen ATLAS-Pixelsensoren besitzen eine leicht erhöhte Zwischenpixelkapazität gegenüber dem in Abbildung 6.2 dargestellten *p-spray*-



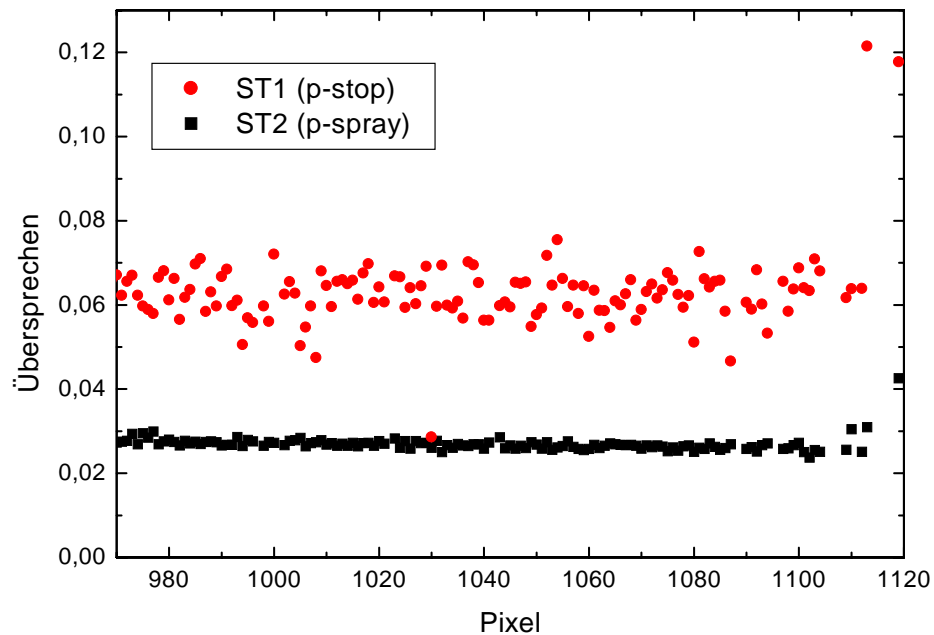


Abbildung 6.2: Übersprechen für alle Pixel einer Spalte in zwei verschiedenen Sensordesigns. Am Spaltenende erkennt man ein erhöhtes Übersprechen durch die Metalleiterbahnen, mit denen die Pixel im Zwischenchipbereich angeschlossen werden.

Design und damit auch ein leicht erhöhtes Übersprechen. Für einen SSGb-Prototypsensor, der im wesentlichen dem endgültigen Design entspricht, wurde ein Übersprechen von  $5\% \pm 1\%$  bestimmt.

### Ermittlung von defekten Chip-Sensor-Kontakten

Da das Übersprechen durch die Zwischenpixelkapazität im Sensor verursacht wird, setzen die im vorigen Abschnitt beschriebenen Messungen eine leitende Verbindung zwischen Elektronikchip und Sensor sowohl in dem Pixel, in den die Testladung injiziert wird, als auch in dem Pixel, der ausgelesen wird, voraus. Daher kann das Übersprechen benutzt werden, um fehlende Lötverbindungen zwischen Chip und Sensor zu identifizieren: fehlt die Verbindung in einem Pixel, wird kein Übersprechen zu den Nachbarpixeln gemessen (vgl. Abbildung 6.1). Entsprechend lassen sich auch Kurzschlüsse zwischen zwei benachbarten Lötverbindungen durch ein Übersprechen von nahezu 100% auffinden. Ein Beispiel für eine solche Messung findet sich in Abschnitt 7.2.2.

## 6.2 Gesammelte Ladungsmenge

Aus den vom Chip gelieferten ToT-Werten läßt sich nach einer entsprechenden Kalibrationsmessung zu jedem Treffer die zugehörige Ladung bestimmen. Für mehrere zusammenhängende getroffene Pixel (sogenannte *Cluster*) können diese Ladungen dann zu der *Clusterladung* addiert werden. Abbildung 6.3 zeigt die im Teststrahl gemessene Verteilung der *Clusterladung* für einen  $280\ \mu\text{m}$  dicken Siliziumsensor.

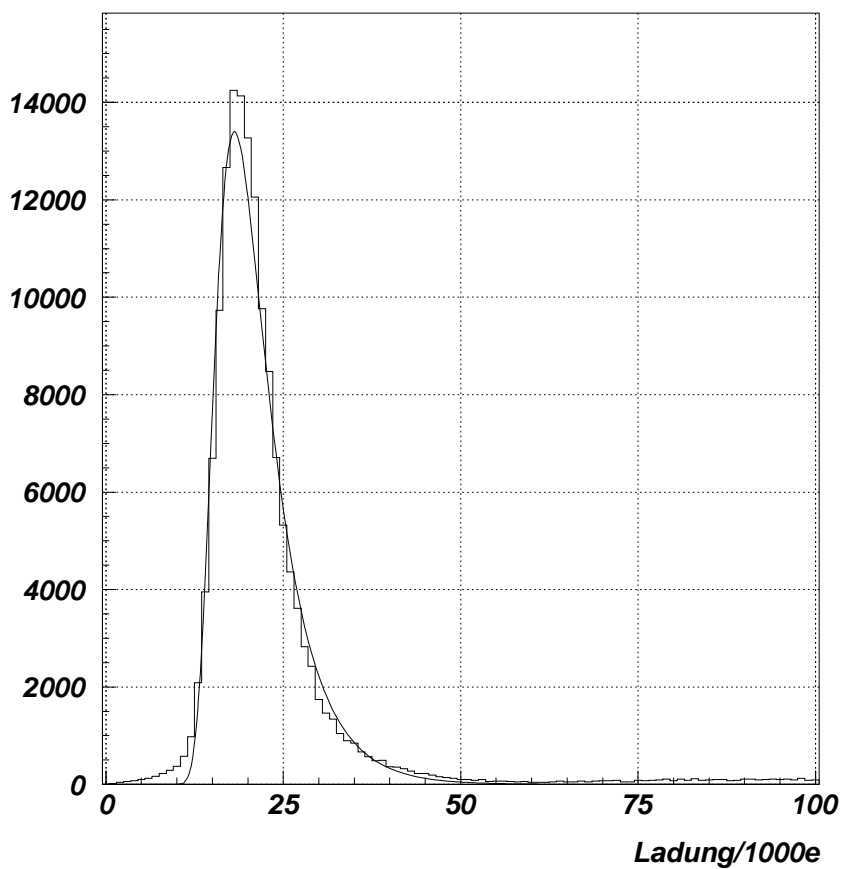


Abbildung 6.3: Aus der ToT-Information bestimmte Clusterladung für einen  $280\ \mu\text{m}$  dicken Siliziumsensor.

Man erkennt die erwartete landauförmige Verteilung der Ladung. An die Daten wurde eine Landauverteilung nach der Näherungsformel

$$L = \sqrt{\frac{\exp(-(\lambda + \exp(-\lambda)))}{2\pi}} \quad (6.2)$$

$$\lambda = R(E - E_{mpv}) \quad (6.3)$$

angepaßt.  $E_{mpv}$  ist dabei der wahrscheinlichste Wert des Energieverluste  $E$ ,  $R$  ist ein Parameter, der die Breite der Verteilung und damit bei bekanntem  $E_{mpv}$  auch deren Mittelwert  $\bar{E}$  bestimmt. Man erhält  $E_{mpv} = 18100$  e sowie  $\bar{E} = 21400$  e, was leicht unter den theoretisch erwarteten Werten von 21700 e bzw. 25700 e liegt. Mögliche Ursachen hierfür sind systematische Fehler in der Ladungskalibration bzw. leichte Änderungen der Chipparameter<sup>1</sup> zwischen Labor und Teststrahl.

Messungen der im Sensor gesammelten Ladung mit Hilfe der ToT wurden in der ATLAS-Kollaboration benutzt, um das Design der Sensoren hinsichtlich der Ladungssammlungseffizienz zu optimieren. Mißt man die gesammelte Ladung in Abhängigkeit von der Position des Teilchendurchgangs innerhalb des Sensorpixels, so lassen sich durch das Sensordesign verursachte lokale Ineffizienzen finden.[41]

Weiterhin kann die ToT benutzt werden, um bei Aufteilung der Ladung auf zwei benachbarte Pixel den Durchtrittsort des Teilchens genauer zu bestimmen als durch die reine Trefferinformation.

### 6.3 Ortsauflösung

Die Ortsauflösung des Pixeldetektors kann in Teststrahlungsmessungen aus dem Vergleich zwischen dem durch den Pixeldetektor gemessenen Spurpunkt und der Vorhersage des Strahlteleskops bestimmt werden. Durch Subtraktion der beiden Größen erhält man die sogenannten Residuenverteilungen. Diese sind in Abbildung 6.4 für die kurze und die lange Pixelrichtung bei senkrechtem Teilcheneinfall dargestellt. Wurde im Pixeldetektor nur in einem einzelnen Pixel ein Treffer nachgewiesen, so wurde dabei der Mittelpunkt dieses Pixels als Durchtrittsort angenommen, bei mehreren zusammenhängenden getroffenen Pixeln wurde der *Clusterschwerpunkt* als Ort des Treffers angenommen. Insbesondere wurde bei Doppeltreffern, d.h. zwei benachbarten getroffenen Pixeln, der rekonstruierte Durchtrittsort auf die Grenze zwischen beiden Pixeln gelegt.

Zum Verständnis der Residuenverteilungen muß man die Entstehung der unterschiedlichen Treffermuster genauer analysieren. Dazu sind in Abbildung 6.5 die Positionen von Einzel- und Doppeltreffer aufgetragen. Dabei handelt es sich um die anhand der Daten des Strahlteleskops extrapolierten Durchtrittspunkte des Teilchens innerhalb der Pixel.

Man erkennt, daß Doppeltreffer hauptsächlich entstehen, wenn das Teilchen einen Pixel in der Nähe des Pixelrandes getroffen hat, während ansonsten vorwiegend Einzeltreffer entstehen. Dies läßt sich aufgrund der lateralen Ladungsträgerdiffusion erklären. Diese führt zu einer Verbreiterung

<sup>1</sup>Das ToT-Verhalten ist insbesondere sensitiv auf Änderungen in der analogen Versorgungsspannung.[38]

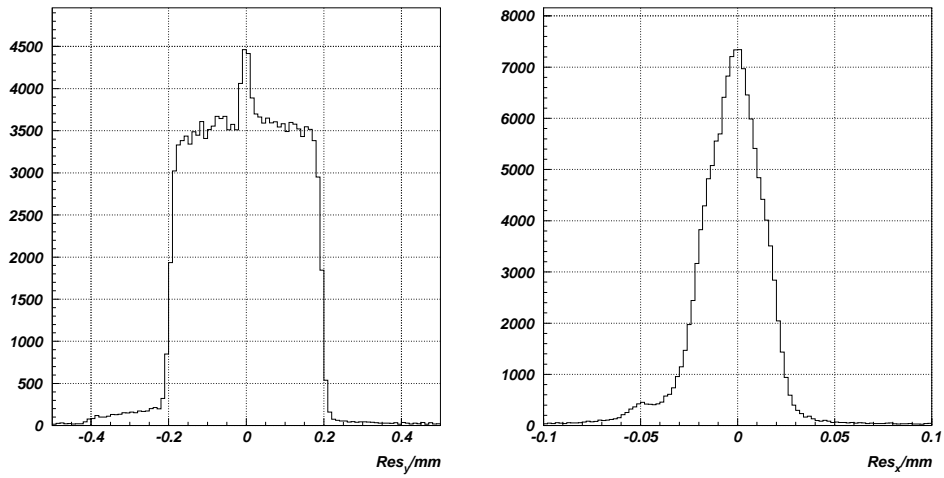


Abbildung 6.4: Residuenverteilung in der langen Pixelrichtung (links) und in der kurzen Pixelrichtung (rechts).

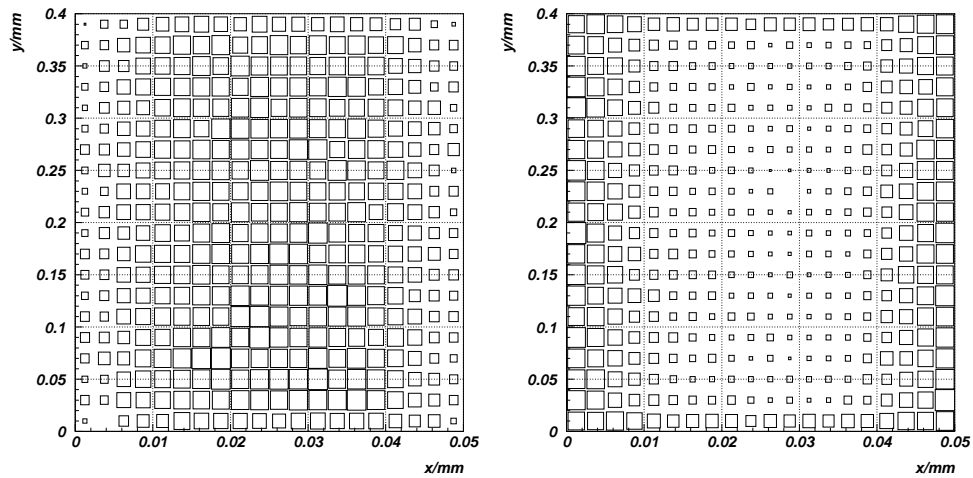


Abbildung 6.5: Verteilung der Einzeltreffer (links) und Doppeltreffer (rechts) innerhalb der Pixel.

der Ladungswolke während der Ladungssammlung, so daß bei einem Teilchendurchgang am Rande eines Pixels auch Ladungsträger zur Elektrode des benachbarten Pixels driften. An die in Abbildung 6.6 dargestellte Projektion in die schmale Pixelrichtung wurden zwei Gaußkurven angepaßt. Die Anpassung ergibt Breiten von  $\sigma \approx 6 \mu\text{m}$ , was im Bereich der erwarteten Breite der Ladungswolke von  $5 - 10 \mu\text{m}$  liegt (vgl. Kapitel 2).

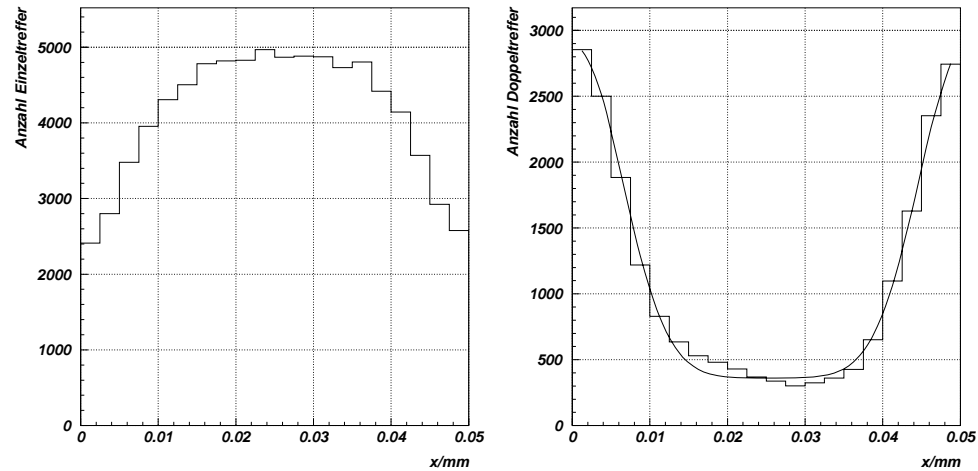


Abbildung 6.6: Projektionen der Verteilungen in Abbildung 6.5 auf die kurze Pixelrichtung. Der obere und untere Pixelrand wurde jeweils von der Projektion ausgenommen.

Damit bei einem Teilchendurchgang in der Pixelmitte Ladung im Nachbarpixel deponiert wird, muß ein Sekundärelektron mit einer Reichweite von mehr als  $25 \mu\text{m}$  entstehen. Mit den in Anhang A bestimmten Häufigkeiten von  $\delta$ -Elektronen erhält man anhand einfacher geometrischer Überlegungen für die Rate von durch  $\delta$ -Elektronen verursachten Doppeltreffern (bei einem Teilchendurchgang bei  $x = 25 \mu\text{m}$ ) einen Wert von  $\sim 5\%$ . Dieser Wert ist verträglich mit dem in den Histogrammen 6.6 erkennbaren Verhältnis von ca. 6% zwischen der Doppeltrefferzahl und der Gesamttrefferzahl in der Pixelmitte.

Betrachtet man nun die Residuen für Einzel- und Doppeltreffer getrennt, so erhält man die in den Abbildungen 6.7 und 6.8 dargestellten Verteilungen für die beiden Trefferklassen. Entsprechend der Konstruktion der Residuen erwartet man als Verteilung jeweils eine Faltung aus einer Kastenfunktion und einer Gaußverteilung. Die Kastenfunktion ist dabei durch die Breite des Bereiches bestimmt, in dem Einzeltreffer entstehen, die Gaußverteilung eine Kombination aus der Auflösung des extrapolierten Spurpunktes und der Ladungsträgerdiffusion im Pixelsensor. Die entsprechende Funktion

$$\Phi\left(\frac{x_0 - d/2}{\sigma}\right) - \Phi\left(\frac{x_0 + d/2}{\sigma}\right) \quad (6.4)$$

wurde in den Abbildungen an die Verteilungen für Einzeltreffer angepaßt.  $d$  ist dabei die Breite der Kastenverteilung mit dem Mittelpunkt bei  $x_0$ ,  $\sigma$  die Standardabweichung der Gaußverteilung und  $\Phi(x)$  das Gaußsche Fehlerintegral. Die ermittelten Breiten der Kastenverteilungen betragen  $41,6 \mu\text{m} \pm$

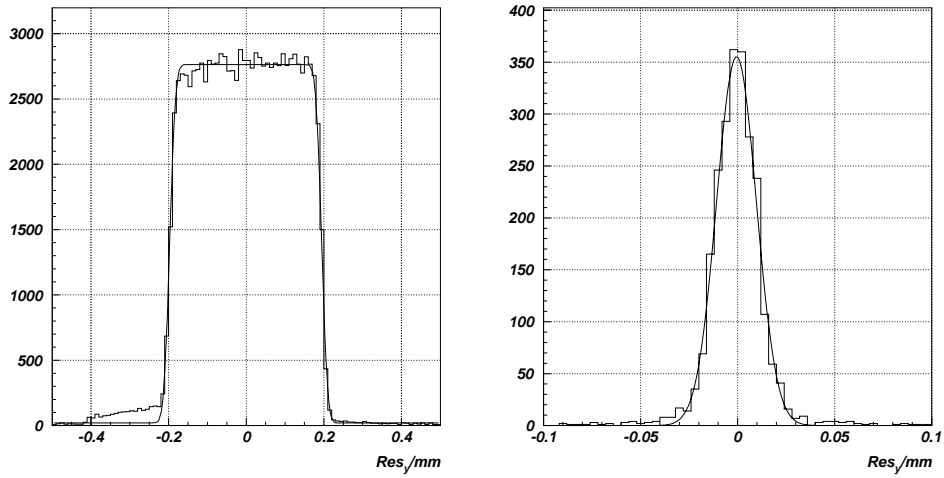


Abbildung 6.7: Residuenverteilung für Einzeltreffer (links) und Doppeltreffer (rechts) in der langen Pixelrichtung.

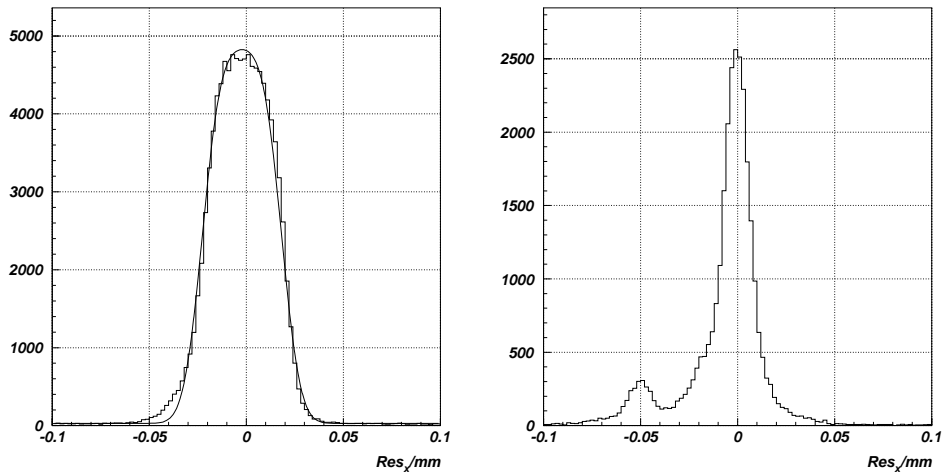


Abbildung 6.8: Residuenverteilung für Einzeltreffer (links) und Doppeltreffer (rechts) in der kurzen Pixelrichtung.

0, 1  $\mu\text{m}$  in der kurzen (50  $\mu\text{m}$ ) und  $391, 8 \mu\text{m} \pm 0, 3 \mu\text{m}$  in der langen (400  $\mu\text{m}$ ) Pixelrichtung. Beide Ergebnisse stimmen mit der Beobachtung überein, daß Doppeltreffer vorwiegend am Rand der Pixel entstehen. Insbesondere ist die Breite des Bereiches, in dem Doppeltreffer entstehen, unabhängig von der jeweiligen Ausdehnung des Pixels. Der in der 400  $\mu\text{m}$ -Richtung beobachtete Überschuß an Ereignissen zwischen  $\sigma_y = -400 \mu\text{m}$  und  $\sigma_y =$

$-600 \mu\text{m}$  (Abbildung 6.7 links) entsteht durch die verlängerten Pixel in der Randspalte des Chips.

Bei der Verteilung der Doppeltreffer in der  $50 \mu\text{m}$ -Richtung fällt ein Nebenmaximum bei  $\sigma_x = -50 \mu\text{m}$  auf. Dieses entsteht durch Fehler in der digitalen Auslese des FE-C: es hat sich gezeigt, daß in der Schieberegisterauslese des FE-C mit einer geringen Wahrscheinlichkeit einzelne Bits der Trefferdaten verloren gehen [40]. Im Falle des niedrigsten Bits der 7Bit langen Blockadresse (vgl. Tabelle 3.2) führt dies dazu, daß der Treffer um  $100 \mu\text{m}$  falsch rekonstruiert wird. Dies verschiebt somit den Schwerpunkt des 2er-Clusters um  $50 \mu\text{m}$ . Da im FE-C die Zeitinformation des Treffers aus der Adresse des getroffenen Pixels errechnet wird, können die korrupten Trefferdaten leicht mit Hilfe der LV1-Information identifiziert werden<sup>2</sup>; fordert man, daß beide Treffer eines Clusters den gleichen Trefferzeitpunkt haben, so verschwindet das Nebenmaximum (Abbildung 6.9). Da nicht klar ist, wie die Bitfehler entstehen, kann nicht ausgeschlossen werden, daß neben den Blockadressen auch andere Datenbits wie die Position des getroffenen Pixels innerhalb des Blocks korrupt sind. Diese Fehler können nicht mit Hilfe der Zeitinformation identifiziert werden, jedoch würden fehlerhafte *up-down*-Informationen den auch nach der Korrektur noch vorhandenen leichten Überschuß bei  $\sigma_x \approx -25 \mu\text{m}$  erklären.

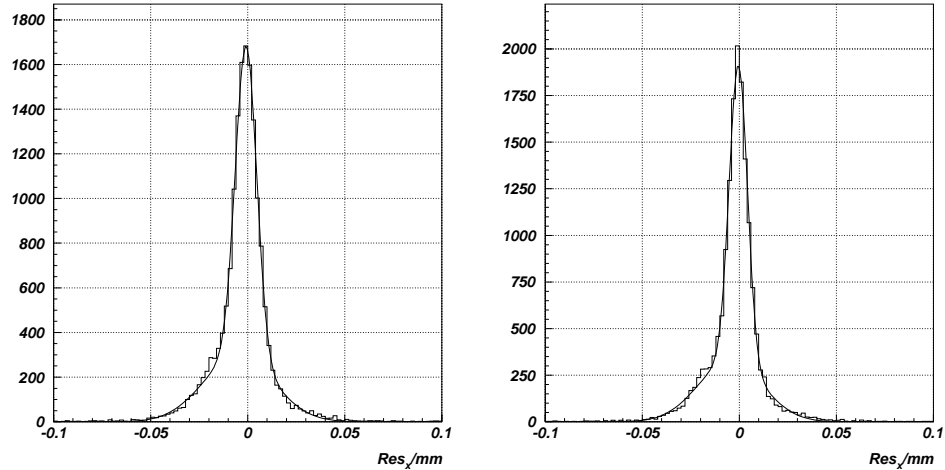


Abbildung 6.9: *Residuenverteilungen für Doppeltreffer bei binärer (links) und analoger Ortsrekonstruktion (rechts)*

Abbildung 6.9 zeigt die Auflösung für Doppeltreffer in der kurzen Pi-

<sup>2</sup>Dabei stellte sich heraus, daß die Fehlerhäufigkeit bei Einzeltreffern in den untersuchten Daten um einen Faktor 100 geringer ist als bei Doppeltreffern. Dies erklärt, warum man in den Verteilungen für Einzeltreffer keine Nebenmaxima beobachtet.

|                        |  |
|------------------------|--|
| Einzeltreffer          | $14,6 \mu\text{m} \pm 0,1 \mu\text{m}$ |
| Doppeltreffer (binär)  | $4,6 \mu\text{m} \pm 0,1 \mu\text{m}$  |
| Doppeltreffer (analog) | $3,6 \mu\text{m} \pm 0,1 \mu\text{m}$  |
| Alle Treffer (binär)   | $13,6 \mu\text{m} \pm 0,1 \mu\text{m}$ |
| Alle Treffer (analog)  | $13,5 \mu\text{m} \pm 0,1 \mu\text{m}$ |

Tabelle 6.1: Aus den Teststrahl Daten bestimmte Auflösungen in der kurzen Pixelrichtung

|               |   |
|---------------|---|
| Einzeltreffer | $113,7 \mu\text{m} \pm 0,1 \mu\text{m}$ |
| Doppeltreffer | $9,9 \mu\text{m} \pm 0,2 \mu\text{m}$   |
| Alle Treffer  | $112,2 \mu\text{m} \pm 0,1 \mu\text{m}$ |

Tabelle 6.2: Aus den Teststrahl Daten bestimmte Auflösungen in der langen Pixelrichtung

xelrichtung bei binärer und analoger Ortsrekonstruktion. Es ist offensichtlich, daß die optimale Auflösung, gegeben durch die Breite der inneren Gaußverteilung, durch die  $\delta$ -Elektronen verursachten Ausläufer auf beiden Seiten verschlechtert wird.

Durch Verwendung der ToT-Information kann der Durchtrittsort des Teilchens im Falle von Doppeltreffern genauer bestimmt werden. Dies zeigt das rechte Diagramm in Abbildung 6.9. Die Genauigkeit der Messung ist durch den Fehler des vom Teleskop extrapolierten Spurpunktes limitiert. Dieser beträgt ca.  $3 \mu\text{m}$ [42]. Unter Berücksichtigung dieses Fehlers ergeben sich aus der Breite der Residuenverteilungen die in Tabelle 6.1 und 6.2 aufgeführten Werte für die Ortsauflösung des Pixeldetektors.

Die kleinen Werte der Ortsauflösung für Doppeltreffer sind dabei bedingt durch den schmalen Bereich, in dem Doppeltreffer entstehen. Dies hat aber andererseits zur Folge, daß nur in einem geringen Anteil von Ereignissen Doppeltreffer entstehen und diese somit nur einen unwesentlichen Einfluß auf die Gesamtauflösung besitzen. Für geneigte Spuren erwartet man daher aufgrund des höheren Anteils an Doppeltreffern eine Verschlechterung der Doppeltrefferauflösung, jedoch eine Verbesserung der mittleren Ortsauflösung für alle Ereignisse.

## 6.4 Effizienz des Teilchennachweises

Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit fordert man im Teststrahl zu jeder vom Teleskop rekonstruierten Teilchenspur, die nach der



Extrapolation den Pixeldetektor durchquert hat, einen Treffer im Pixeldetektor. Dabei fordert man weiter, daß der vom Pixeldetektor rekonstruierte Ort nicht mehr als einen Pixel von der Vorhersage des Teleskops abweichen darf.

Für den Betrieb bei ATLAS kommt außerdem die Forderung hinzu, daß die Ereignisse der korrekten Wechselwirkung, das heißt auf  $25 \text{ ns}$  genau dem korrekten Zeitpunkt zugeordnet werden. Da im Teststrahl die Ereignisse nicht wie bei ATLAS synchron mit  $40 \text{ MHz}$  stattfinden, wird wie in Abschnitt 4.2.4 beschrieben, die Verzögerung zwischen dem Ereigniszeitpunkt und dem Chiptakt gemessen.

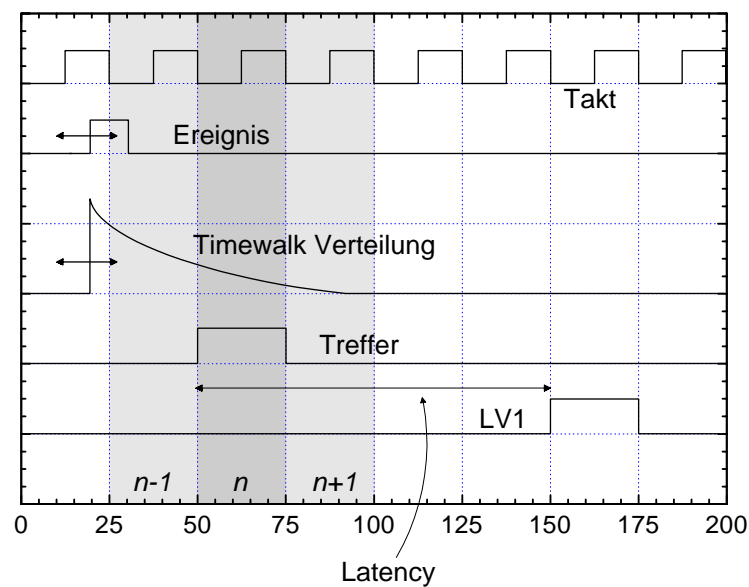


Abbildung 6.10: Zur Effizienzmessung: Die Ereignisse finden im Teststrahl unkorreliert zum Chiptakt statt. Aufgrund des timewalks werden die Ereignisse im Chip unter Umständen unterschiedlichen Wechselwirkungszeitpunkten zugeordnet (hier:  $n-1$ ,  $n$ ,  $n+1$ ). Die Wahrscheinlichkeit für eine spätere Zuordnung hängt von der Zeitdifferenz zwischen Ereignis und Chiptakt ab.

Abbildung 6.10 zeigt die zeitlichen Verhältnisse bei dieser Messung. Zu einem bestimmten Zeitpunkt nach dem Ereignis wird im Chip ein Treffer nachgewiesen. Welchem Trigger dieser Treffer vom Chip zugeordnet wird, hängt dabei nicht vom Ereigniszeitpunkt, sondern vom Nachweiszeitpunkt ab. Die Verzögerung zwischen diesen beiden Zeitpunkten ist aufgrund des *timewalks* nicht konstant. Aufgrund dessen werden mehrere zu einem festem Ereigniszeitpunkt stattfindende Ereignisse unter Umständen unterschiedlichen Wechselwirkungszeitpunkten zugeordnet. Findet das Er-

ereignis später bzgl. des 40 MHz-Taktes statt, so steigt die Wahrscheinlichkeit für eine zu späte Zuordnung solange an, bis die Verzögerung so groß wird, daß der (synchrone) LV1-Trigger eine Periode später gegeben wird. Da bei ATLAS die Verzögerung zwischen Ereignis und Chiptakt fest eingestellt werden kann, ist für den Betrieb im Experiment entscheidend, daß eine Phasenlage gefunden werden kann, bei der die Wahrscheinlichkeit einer Fehlzuordnung möglichst verschwindet. Um dies anhand der Teststrahldaten zu untersuchen, wird die Effizienz gegen die Größe  $t = \Delta t + 25 * LV1$  aufgetragen.  $\Delta t$  ist dabei die mit einem TDC bestimmte Phasenlage zwischen Ereignis und Chiptakt,  $LV1$  die Nummer des Wechselwirkungszeitpunktes, dem der Chip das Ereignis zugeordnet hat. Die Forderung nach einer Phasenlage mit 100% Effizienz bedeutet dann, daß die Effizienz bei Auftragung gegen diese Größe ein Plateau bei 100% besitzen muß.

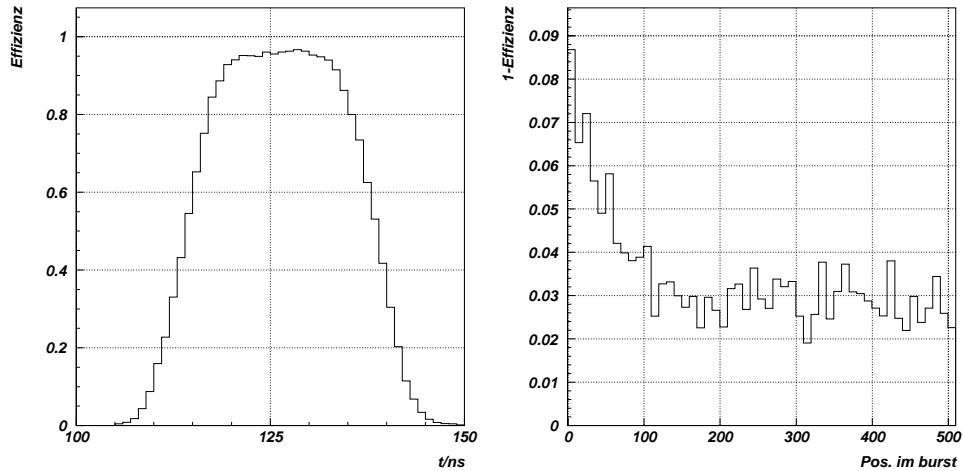


Abbildung 6.11: Messung der Effizienz gegen die Verzögerung zwischen Ereignis und Chiptakt (links) und Abhängigkeit der Ineffizienzen von der Position innerhalb des bursts (rechts).

Abbildung 6.11 zeigt die oben beschriebene Messung der Effizienz. Man erkennt ein Plateau bei ca. 96% sowie die durch den *timewalk* bedingten Flanken zu beiden Seiten. Bei den Effizienzverlusten muß dabei unterschieden werden zwischen Ereignissen, in denen kein Treffer nachgewiesen wurde, und Ereignissen, in denen der Treffer zu spät nachgewiesen wurde. Untersucht man die Ereignisse, in denen kein Treffer nachgewiesen wurde, so fällt auf, daß diese in erster Linie zu Beginn eines sogenannten *bursts*<sup>3</sup> auftreten. Dies ist ebenfalls in Abbildung 6.11 dargestellt; im rechten Dia-

<sup>3</sup>Der Teststrahl besaß keine gleichmäßige zeitliche Struktur, sondern bestand aus jeweils 2 s dauernden Perioden, in denen Ereignisse stattfanden, sowie 12 s dauernden Strahlpausen.

gramm sind die Effizienzverluste gegen die Position innerhalb des *bursts* aufgetragen. Der zeitliche Verlauf läßt sich durch das in Abschnitt 3.4.1 beschriebene *dummy inject*-Problem bei FE-C erklären; in den Strahlpausen werden die dynamischen Schieberegister des Chips nicht getaktet und gelangen dadurch in einen undefinierten Zustand. Zu Beginn des *bursts* gehen dadurch viele Treffer im Ausleseteil des Chips verloren. Erst, wenn durch genügend viele Ereignisse das Schieberegister getaktet wurde, gehen diese Verluste zurück. Es läßt sich jedoch vermuten, daß auch der in Abbildung 6.11 erkennbare Wert zu Ende des *bursts* zumindest teilweise durch Datenverluste im Schieberegister verursacht wird.

Bei den Datenverlusten handelt es sich somit um ein verstandenes Architekturproblem, daß durch eine Schaltungsänderung behoben werden kann; jedoch wird auch mit diesen Verlusten über einen Bereich von 5 ns eine mittlere Effizienz von 96% ( $96,1\% \pm 0,4\%$ ) erreicht.

Die entscheidende Meßgröße für die Geschwindigkeit des Analogteils ist die sogenannte *in-time*-Effizienz. Diese ist hier definiert als der Anteil der nachgewiesenen Ereignisse, der zeitrichtig nachgewiesen wird. Die entsprechende Messung zeigt Abbildung 6.12. Das Diagramm entspricht im wesentlichen Abbildung 6.11, jedoch gehen hier nur Treffer in die Effizienzberechnung ein, die nicht vollständig verloren gingen. Es zeigt sich also, daß die Treffer, die nachgewiesen werden, bei geeigneter Verzögerung mit nahezu 100% Wahrscheinlichkeit (hier: 99,8%) zeitlich richtig zugeordnet werden.

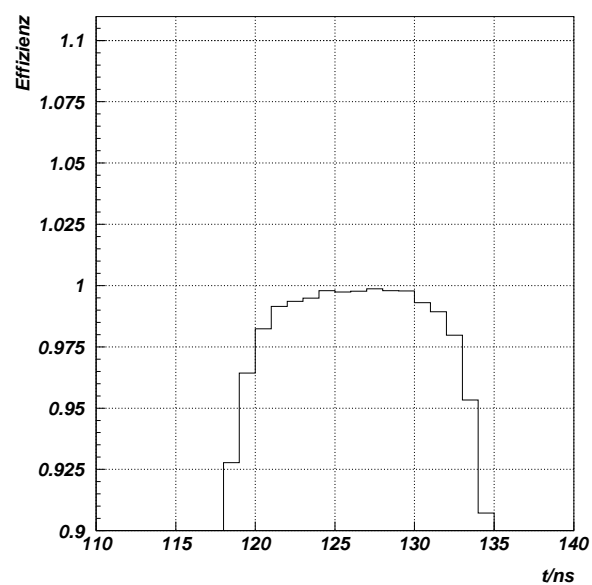


Abbildung 6.12: Messung der in-time-Effizienz. Bei geeigneter Verzögerung zwischen Ereignis und Chiptakt werden die Treffer mit über 99% Wahrscheinlichkeit zeitlich korrekt zugeordnet.

## Kapitel 7

# Untersuchungen mit Diamantsensoren

Neben den Untersuchungen mit Siliziumdetektoren wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Sensor aus CVD-Diamant als Pixeldetektor mit dem ATLAS-Pixelchip FE-C untersucht. Mit dem Aufbau wurden Messungen sowohl im Labor als auch im Teststrahl durchgeführt, die im folgenden vorgestellt werden. Zuvor werden jedoch die Besonderheiten von Diamant beim Betrieb als Pixeldetektor insbesondere im Vergleich mit Silizium herausgearbeitet.

### 7.1 Pixeldetektoren aus CVD-Diamant

#### 7.1.1 Diamant als Teilchendetektor

Tabelle 7.1 stellt einige für den Betrieb als Teilchendetektor wichtige Eigenschaften von Silizium und Diamant gegenüber. Einer der Aspekte, der Diamant für den Einsatz als Teilchendetektor interessant macht, ist der sehr hohe spezifische Widerstand von  $> 10^{13} \Omega \text{ cm}$ . Dadurch ist ein sehr einfacher Betrieb als reine Festkörperionisationskammer ohne pn-Übergang möglich. Im Unterschied zu Siliziumdetektoren können die deponierten Ladungen somit durch Anlegen einer Spannung in einem homogenen elektrischen Feld getrennt werden. Durch die hohe Spannungsfestigkeit bei gleichzeitig höheren Ladungsträgermobilitäten im Vergleich zu Silizium können hierbei durch entsprechend große Spannungen Ladungssammelungszeiten von  $\sim 1 \text{ ns}$  erreicht werden.

Durch die deutlich höhere Bandlücke von Diamant und die daraus resultierende höhere mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares beträgt die mittlere deponierte Ladung<sup>1</sup> eines minimal ionisieren-

---

<sup>1</sup>Strenggenommen handelt es sich bei den in Tabelle 7.1 angegebenen Werten um den

|  | Silizium              | Diamant        |
|--|-----------------------|----------------|
| Ordnungszahl   | 14                    | 6              |
| Massenzahl [g mol <sup>-1</sup> ]                                      | 28,09                 | 12,01          |
| Dichte [g cm <sup>-3</sup> ]   | 2,329                 | 3,515          |
| Dielektrizitätszahl  | 11,9                  | 5,7            |
| Bandlücke [eV]   | 1,12                  | 5,48           |
| spezifischer Widerstand [ $\Omega$ cm]                                 | $230 \cdot 10^3$      | $> 10^{13}$    |
| mittlere Energie / eh-Paar [eV]  | 3,63                  | 13,1           |
| Elektronenmobilität [cm <sup>2</sup> V <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ] | 1450                  | 1800           |
| Löchermobilität [cm <sup>2</sup> V <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]     | 505                   | 1600           |
| max. E-Feld [V/ $\mu$ m]   | 30                    | 1000           |
| Sättigungsgeschwindigkeit [cm/s]                                       |                       |                |
| Elektronen   | $\sim 10^7$           | $2 \cdot 10^7$ |
| Löcher   | $\sim 8,4 \cdot 10^6$ | $10^7$         |
| eh-Paare/mip [e/100 $\mu$ m]   | 10700                 | 4800           |
| Strahlungslänge $X_0$ [cm]   | 9,4                   | 12,03          |

Tabelle 7.1: *Eigenschaften von Silizium und Diamant*

den Teilchens mit 4800 eh/100 $\mu$ m nur ca. 45% der in Silizium deponierten Ladungsmenge, bezogen auf eine Strahlungslänge ergibt sich ein Wert von 57%.

### Strahlenhärte

Messungen haben gezeigt, daß Diamant möglicherweise eine Strahlenresistenz bis zu den bei LHC erreichten Fluenzen besitzt [43]. Die Ursachen hierfür sind noch Gegenstand aktiver Forschung, jedoch lassen sich einige motivierende Gründe anführen:

- Durch den Betrieb als Widerstandsdetektor ist Diamant unempfindlicher gegen eine Änderung der effektiven Dotierung.
- Aufgrund der deutlich höheren Bandlücke ist der Anstieg des Leckstromes zu vernachlässigen.
- Zu Beginn der Bestrahlung werden die bereits im Diamant vorhandenen Störstellen durch die erzeugten Ladungsträger gefüllt. Dieser Prozess konkurriert mit dem Entstehen neuer Störstellen, so daß am

---

Energieverlust eines minimal ionisierenden Teilchens umgerechnet in Ladungseinheiten. Dieser Wert wurde hier vorgezogen, da die Energiedeposition von der Dicke des jeweiligen Sensors abhängt. Werte der Energiedeposition für typische Sensordicken finden sich in Anhang A.

Anfang der Bestrahlung sogar eine Zunahme der Signalhöhe festgestellt wird. Dieser Prozess wird üblicherweise als "pumpen" (bzw. englisch *pumping*) bezeichnet.[45]

- Die größere Bindungsenergie der Kohlenstoffatome im Gitter erhöht die Schwellenenergie für Gitterdefekte.
- Für die Strahlenschädigung verantwortliche Prozesse besitzen zum Teil in Diamant geringere Wirkungsquerschnitte als in Silizium.[44]

### 7.1.2 CVD-Diamant

Eine Möglichkeit zur industriellen Herstellung von Diamant bietet das Verfahren der *Chemical Vapour Deposition* (CVD). Dabei handelt es sich um die Abscheidung von Kohlenstoff aus der Gasphase, der in Diamantstruktur auf einer Keimoberfläche aufwächst. Entscheidend ist hierbei das Unterdrücken des konkurrierenden Graphitwachstums, welches zum Beispiel durch gleichzeitiges Ätzen mit dem Gas beigemischten Radikalen geschehen kann. Bezüglich Keimoberfläche, Gasgemisch sowie Reaktionsbedingungen werden von unterschiedlichen Herstellern unterschiedliche Technologien erprobt (siehe z.B. [45]).

Ein Nachteil beim Einsatz von CVD-Diamant als Teilchendetektor entsteht durch die polykristalline Struktur der in diesem Verfahren hergestellten Diamantfilme. Die Grenzen zwischen den einzelnen Kristallen führen zur Entstehung von *trapping*-Zentren, die zu einer Verringerung der mittleren Lebensdauer der Ladungsträger führen. Für das auf den Elektroden influenzierte Signal ist dabei die mittlere freie Weglänge  $\delta$  (auch Schubweg genannt) entscheidend, die mit der Lebensdauer  $\tau$  wie folgt zusammenhängt<sup>2</sup>:

$$\delta = \mu \tau E \quad (7.1)$$

mit der Beweglichkeit  $\mu$  und dem elektrischen Feld  $E$ .

Eine Verringerung der Lebensdauer durch zusätzliche *trapping*-Zentren führt somit zu einer Verringerung der freien Weglänge und damit auch der Signalhöhe. In großflächigen Sensoren mit einem homogenen gewichteten Feld läßt sich die kombinierte freie Weglänge von Elektronen und Löchern

$$\delta = (\mu_e \tau_e + \mu_h \tau_h) \cdot E \quad (7.2)$$

direkt durch Messung der Ladungssammlungseffizienz  $\epsilon$  bestimmen. Diese ist definiert als das Verhältnis zwischen deponierter Ladung  $Q_{dep}$  und

<sup>2</sup>Die Proportionalität zwischen  $\delta$  und  $E$  gilt, solange die Sättigungsgeschwindigkeit der Ladungsträger nicht erreicht ist. Dies ist bei Diamant bei elektrischen Feldern von ca.  $1 \text{ V}/\mu\text{m}$  der Fall (vgl. Tabelle 7.1).

gemessener Ladung  $Q_m$

$$\epsilon = \frac{Q_m}{Q_{dep}} \quad (7.3)$$

Für Detektoren mit einer Dicke  $d \gg \delta$  gilt:

$$\epsilon \approx \frac{\delta}{d} \quad (7.4)$$

so daß bei bekannter deponierter Ladung durch die gemessene Pulshöhe ein Maß der freien Weglänge gegeben ist.

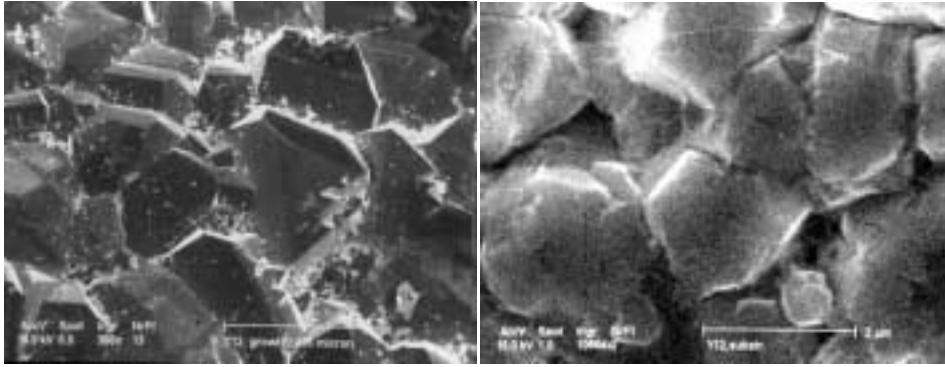


Abbildung 7.1: Elektronenmikroskopische Aufnahmen eines CVD-Diamanten von der Wachstumsseite (links, Skala  $100 \mu\text{m}$ ) und der Keimseite (rechts, Skala  $2 \mu\text{m}$ ) [45]. Deutlich zu erkennen ist der Größenunterschied der Diamantkristalle.

Im Falle von CVD-Diamant wurde festgestellt, daß die freie Weglänge aufgrund der polykristallinen Natur des Sensor sehr inhomogen ist. Dies führt zu deutlich größeren Schwankungen in der Signalhöhe als zum Beispiel bei Silizium. Weiterhin kommt es während des Kristallwachstums zu einem nahezu linearen Anwachsen der Kristallgrößen und damit auch der freien Weglänge. Die einzelnen Kristalle besitzen dabei an der Keimseite Größen von  $\sim 1 \mu\text{m}$ , auf der Wachstumsseite können sie bis zu  $\sim 100 \mu\text{m}$  erreichen (vgl. Abbildung 7.1). Zur Parametrisierung der freien Weglänge in Abhängigkeit von der Tiefe benutzt man daher im allgemeinen ein lineares Modell[46].

### 7.1.3 Diamant-Pixeldetektoren

Da die Weglänge in Diamant-Sensoren meist kleiner ist als die Sensordicke, erreichen nicht alle im Sensor erzeugten Ladungen die ladungssammelnden Elektroden. Zum Verständnis der Signalentstehung bzw. der Signalhöhe muß man daher das während der Drift der Ladungsträger influenzierte



Signal genauer betrachten. Im Falle von segmentierten Elektroden ist dieses nicht allein durch die zurückgelegte Wegstrecke festgelegt, sondern zudem abhängig von dem Ort der Teilchendrift innerhalb der Elektrodenkonfiguration. Wie in Abschnitt 2.6 erläutert wird der Einfluß der Elektrodenanordnung auf das Influenzsignal durch das gewichtende Potential  $\Phi$  bestimmt. Zum besseren Verständnis der weiteren Messungen soll hier zunächst das gewichtende Potential für die Geometrie des untersuchten Pixelsensors beschrieben werden.

Da bei Diamantsensoren die Pixelimplantationen entfallen, ist die Pixelgeometrie durch die Metallisierungsgeometrie der Elektroden gegeben. Zum Betrieb mit den ATLAS-Pixelchips wurden auf den  $432 \mu\text{m}$  dicken Diamantsensor Elektroden mit Abständen von  $50 \mu\text{m}$  in der Zeilen-, und  $400 \mu\text{m}$  in der Spaltenrichtung aufgebracht. Aufgrund des großen Unterschiedes zwischen Länge und Breite der Pixel wurden diese bei der Berechnung des gewichtenden Potentials wie  $50 \mu\text{m}$  breite Streifen behandelt und die Berechnung der Influenzladungen somit auf ein zweidimensionales Problem zurückgeführt.

Das gewichtende Potential eines Streifens der Breite  $b$  in einem Sensor der Dicke  $d$  läßt sich mit Hilfe konformer Abbildungen aus dem Potential des Plattenkondensators herleiten zu[47]:

$$\Phi(x, z) = \frac{1}{\pi} \arctan \left( \frac{\sinh \left( \frac{\pi b}{2d} \right) \cdot \sin \left( \frac{\pi z}{d} \right)}{\cosh \left( \frac{\pi x}{d} \right) - \cosh \left( \frac{\pi b}{2d} \right) \cdot \cos \left( \frac{\pi z}{d} \right)} \right) \quad (7.5)$$

$x$  und  $z$  sind dabei die horizontale bzw. vertikale Entfernung vom Streifenmittelpunkt mit  $0 \leq z \leq d$ .

Abbildung 7.2 zeigt das nach Formel 7.5 berechnete gewichtende Potential für einen  $432 \mu\text{m}$  dicken Sensor mit  $50 \mu\text{m}$  breiten Streifen. In Abbildung 7.3 sind Schnitte durch das gewichtende Potential im Zentrum des ladungssammelnden Streifens sowie dessen Nachbarn dargestellt. Man erkennt, daß das gewichtende Potential an der Elektrode sehr stark abfällt; so besitzt es zum Beispiel in einer Entfernung von nur  $50 \mu\text{m}$ , entsprechend ca. einem Achtel der Sensortiefe, nur noch einen Wert von 0,3. Weiterhin erkennt man, daß das gewichtende Potential auf der Elektrode des Nachbarstreifens zwar aufgrund der Randbedingung verschwindet, im allgemeinen jedoch auch in diesem Streifen Werte verschieden von Null annimmt.

Abbildung 7.4 zeigt simulierte Stromsignale für die Drift eines Elektron-Loch-Paares in einem  $432 \mu\text{m}$  dicken und  $50 \mu\text{m}$  breiten Streifen. Bei der Simulation wurde das Elektron-Loch-Paar in der Mitte eines Streifens (Tiefe  $216 \mu\text{m}$ , Streifenkoordinate  $25 \mu\text{m}$ ) erzeugt. Die Feldstärke betrug  $1 \text{ V}/\mu\text{m}$ .<sup>3</sup>

<sup>3</sup>Die Driftgeschwindigkeit  $v = \mu E$  ist aufgrund des konstanten elektrischen Feldes konstant; die nichtlineare Form des Signals ist allein durch die Form des gewichtenden Potentials bestimmt.

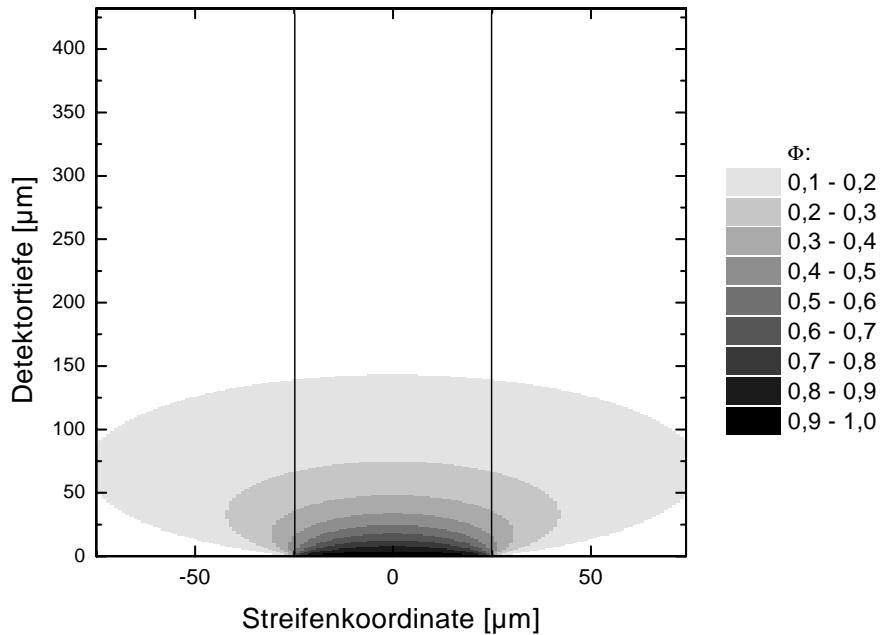


Abbildung 7.2: Gewichtetes Potential in dem ladungssammelnden Streifen (Pixel) sowie in den beiden benachbarten Streifen (Pixel).

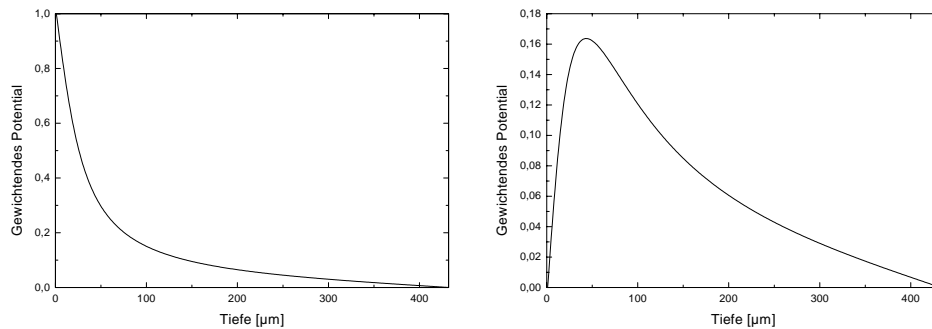


Abbildung 7.3: Querschnitt durch das gewichtende Potential im Zentrum des Signalstreifens (links) sowie im Zentrum des benachbarten Streifens (rechts).

Man erkennt, daß das Signal in dem getroffenen Pixel im wesentlichen durch die Drift des Elektrons zu der ladungssammelnden Elektrode bestimmt ist, während die Drift des Lochs zur Rückseite nur geringfügig zu dem Signal beiträgt. Für große Zeiten erreicht das Signal den erwarteten Wert von 1 e. Im Nachbapixel summieren sich die Signale von Elektron und

Loch für  $t \rightarrow \infty$  zu 0, jedoch gibt es während der Drift auch hier nicht verschwindende Signale. Diese werden aufgrund der kurzen Driftdauer von den Verstärkern nicht nachgewiesen. Durch die endliche freie Weglänge der Ladungsträger in CVD-Diamant kann es aber vorkommen, daß Ladungsträger während der Drift in einer Fehlstelle eingefangen werden und somit bis zu ihrem *detrapping* ortsfest bleiben. Dies führt dazu, daß die von diesem Ladungsträger auf allen Elektroden induzierten Signale bis zum Zeitpunkt des *detrappings* konstant bleiben. Ist dieser Zeitraum groß genug, wird in den Verstärkern das Signal zum Zeitpunkt des *trappings* nachgewiesen. In Abbildung 7.4 wird deutlich, daß dies zu einer Abnahme des Signals im getroffenen Pixels führt, aber ebenso eine Zunahme des Signals im Nachbarpixel zur Folge haben kann. Somit kann also der Einfang von Ladungsträgern in Fehlstellen dazu führen, daß in benachbarten Pixeln Signale induziert werden. Die Höhe dieser Signale hängt dabei von der *trapping*-Zeitkonstanten ab.

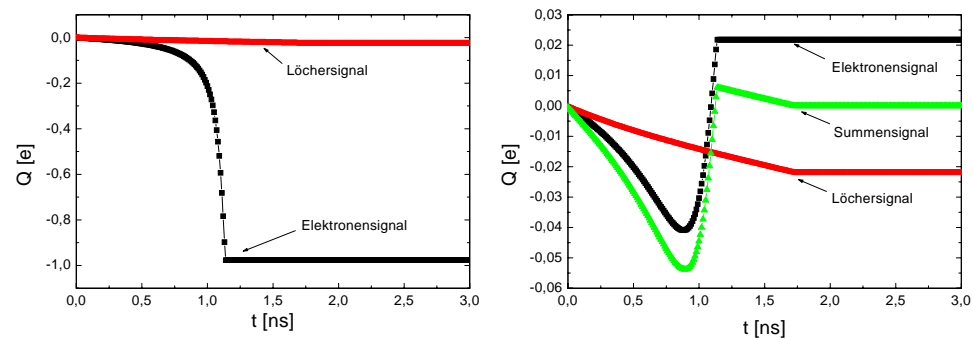


Abbildung 7.4: Simulierte Ladungssignale in dem getroffenen Pixel sowie in dessen Nachbarn. Simuliert wurde die Drift eines in der Mitte des Pixels entstandenen Elektron-Loch-Paares.

### 7.1.4 UTS-5

Bei diesem untersuchten Diamantsensor handelt es sich um einen von der RD42-Kollaboration am CERN in Genf zur Verfügung gestellten Diamantsensor mit der Bezeichnung UTS-5. Der Sensor besitzt eine Dicke von  $432 \mu\text{m}$ . Der Schubweg im gepumpten Zustand wird mit  $232 \mu\text{m} \pm 3 \mu\text{m}$  angegeben. [45]

Der Sensor wurde vom Fraunhofer Institut IZM in Berlin im *bump bonding* Verfahren mit einem FE-C Chip verbunden. Da der Vorverstärker des FE-C ICs für negative Eingangssignale optimiert ist, wurde der Diamantsensor in allen Messungen mit einer negativen Rückkontaktspannung betrieben, obwohl für den Betrieb des Sensors prinzipiell beide Polaritäten

möglich sind. Da für das Pumpen des Sensors Strahlendosen erforderlich sind, die für den nicht strahlenharten FE-C Chip kritisch sind, wurden alle Messungen im ungepumpten Zustand durchgeführt.<sup>4</sup>

## 7.2 Messungen

### 7.2.1 Schwelle und Rauschen

Vor Messungen mit der Quelle bzw. im Teststrahl wurde die Schwellendispersion und das Rauschen des Aufbaus vermessen. Abbildungen 7.5 und 7.6 zeigen die Schwellenverteilungen ohne bzw. mit Feinjustierung. Im letzten Fall erkennt man eine Schwellendispersion von  $< 100$  e. Für Messungen im Teststrahl und mit radioaktiven Quellen wurde der Mittelwert der Schwelle auf ca. 1000 e eingestellt.

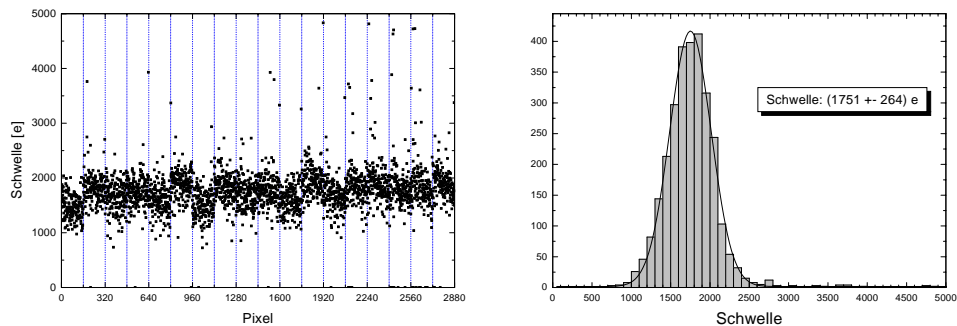


Abbildung 7.5: Nachweisschwellen für alle Pixel des Chips ohne Feineinstellung.

Abbildung 7.7 zeigt das Rauschen aller Pixel des Chips. In der linken Hälfte liegt das Rauschen in nahezu allen Pixeln bei ca. 50 e, während das Rauschen in der rechten Hälfte zwischen 50 e und 150 e streut. Der konstant niedrige Rauschwert im linken Teil des ICs entspricht dem Rauschen eines FE-C Chips ohne angeschlossenen Sensor und deutet daher darauf hin, daß in diesem Bereich keine Verbindung zwischen Elektronikchip und Sensor besteht.

Bei Messungen im Teststrahl läßt sich die Rauschtrefferrate durch Auswertung der Korrelation mit den Teleskopdaten abschätzen. Dabei wird jeder Pixeltreffer, in dessen Umgebung keine vom Teleskop extrapolierte Spur existiert, als Rauschtreffer gewertet. Bei der Berechnung der Rauschtrefferrate ist zu beachten, daß in jedem Teleskopereignis der Pixelchip 16 L1-Trigger erhält und somit 16 Pixelereignisse ausgelesen werden. Damit

<sup>4</sup>Ein Pumpen vor dem Kontaktieren von Chip und Sensor hat keinen Effekt, da durch die hohen Temperaturen beim Bonden die Störstellen wieder frei werden.

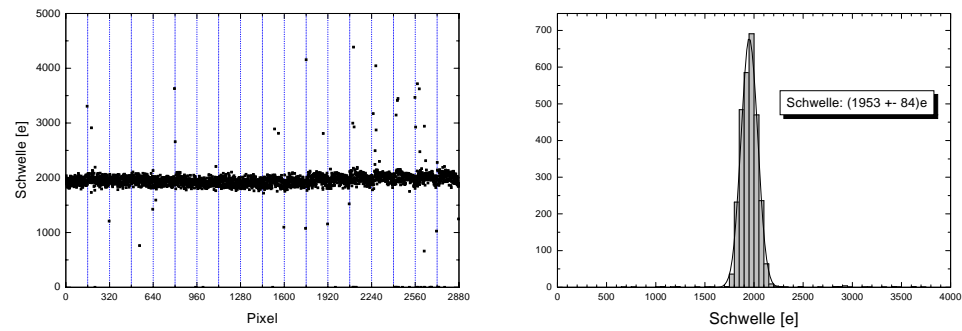


Abbildung 7.6: Nachweisschwellen für alle Pixel des Chips mit Feineinstellung.

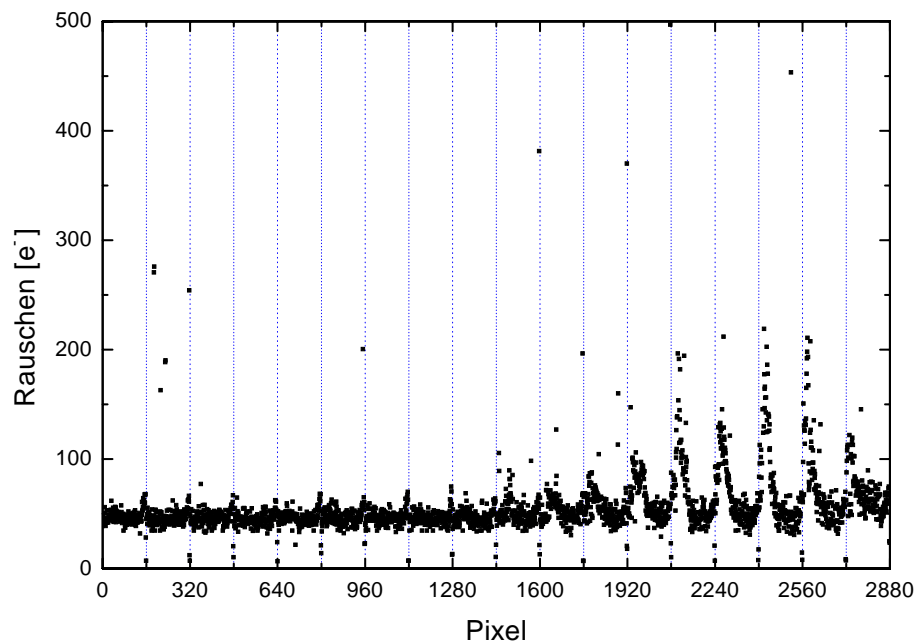


Abbildung 7.7: Rauschen für alle Pixel des Chips.

ergeben sich für 4 verschiedene Datennahmen die in Tabelle 7.2 aufgeführten Rauschtrefferraten pro Pixel.

Der Mittelwert der Rauschtrefferrate von  $2,9 \cdot 10^{-6}$  pro Pixel und Ereignis entspricht einer Schwelle von ca.  $4,5 \cdot \sigma_{eff}$ . Bei einer eingestellten Schwelle von ca. 1000 e beträgt das effektive Rauschen somit ungefähr 200 e,

| Run  | Rauschtreffer | Ereignisse | Rauschtrefferrate   |
|------|---------------|------------|---------------------|
| 9581 | 2329          | 145.595    | $2,9 \cdot 10^{-6}$ |
| 9735 | 2114          | 114.405    | $3,3 \cdot 10^{-6}$ |
| 9736 | 823           | 56.994     | $2,6 \cdot 10^{-6}$ |
| 9738 | 915           | 56.133     | $2,9 \cdot 10^{-6}$ |

Tabelle 7.2: Im Teststrahl gemessene Rauschtrefferraten. In jedem Run wurde ein Gebiet von 350 Pixeln betrachtet. Die Werte sind auf Pixel und Ereignisse normiert. Die in der dritten Spalte aufgelisteten Ereigniszahlen sind die mit dem Teleskop nachgewiesenen Ereignisse.

was in guter Übereinstimmung mit den im Labor gemessenen Werten von Rauschen und Schwellendispersion ist.

### 7.2.2 Verbindungen zwischen Chip und Sensor

Zum Test der Verbindungen zwischen dem Elektronikchip und dem Diamantsensor wurden Messungen mit einer  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle durchgeführt. Diese liefert Elektronen mit einer Endpunktenergie von 2283 keV und deponiert somit Energien, deren Mittelwert leicht über dem eines minimal ionisierenden Teilchens liegt.

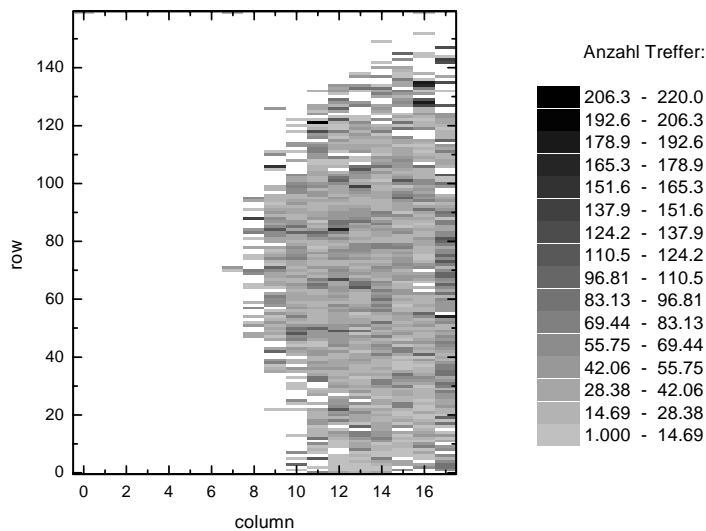


Abbildung 7.8: Strahlfleck einer  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle. Obwohl die Quelle über der Mitte des Sensors platziert war, werden nur in der rechten Hälfte des Chips Treffer registriert.

Abbildung 7.8 zeigt ein Trefferdiagramm einer solchen Quellenmessung. Die Quelle war bei dieser Messung über der Sensormitte platziert. Trotzdem erkennt man in der Messung nur Treffer in der rechten Hälfte des Chips. Das gleiche Verhalten zeigte sich in Teststrahlungsmessungen (s. Abbildung 7.9), in denen die in der rechten Hälfte des Sensors nachgewiesenen Treffer durch die Spurkorrelation eindeutig auf Teilchendurchgänge zurückgeführt werden konnten.

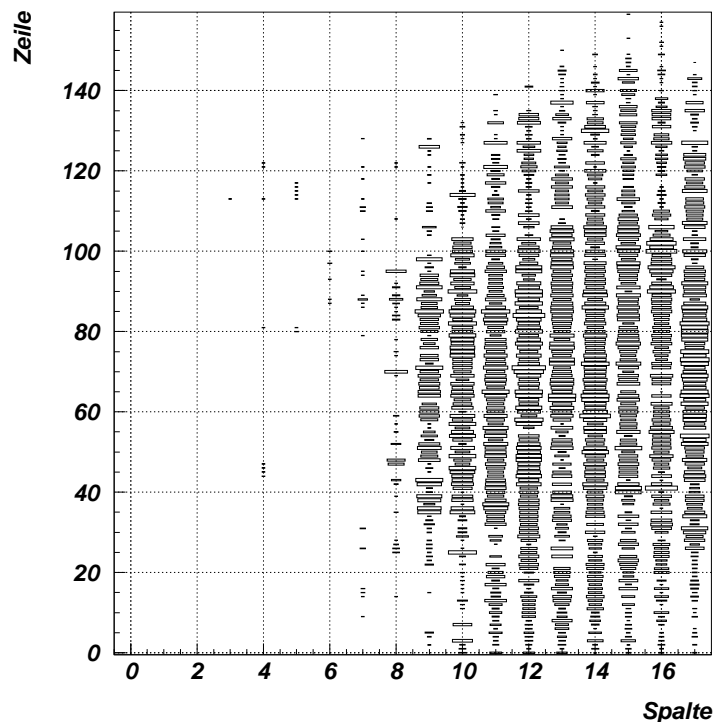


Abbildung 7.9: Getroffene Pixel im Teststrahl.

Vergleicht man diese Messungen mit einer Messung des Übersprechens zwischen benachbarten Pixeln, so erkennt man, daß eine Übereinstimmung zwischen den Bereichen besteht, in denen Treffer nachgewiesen werden, und den Bereichen, in denen ein nicht verschwindendes Übersprechen gemessen wird. Dies bestätigt, daß nicht vorhandene oder fehlerhafte Verbindungen zwischen Elektronikchip und Sensor die Ursache für die fehlenden Treffer in der linken Hälfte des Sensors sind.

Eine mögliche Ursache für die fehlenden Verbindungen sind die unterschiedlichen thermischen Expansionskoeffizienten von Diamant und Silizium. Die Herstellung der Verbindung geschieht bei einer Temperatur von ca. 240° C. Die unterschiedlichen Expansionskoeffizienten führen dazu, daß

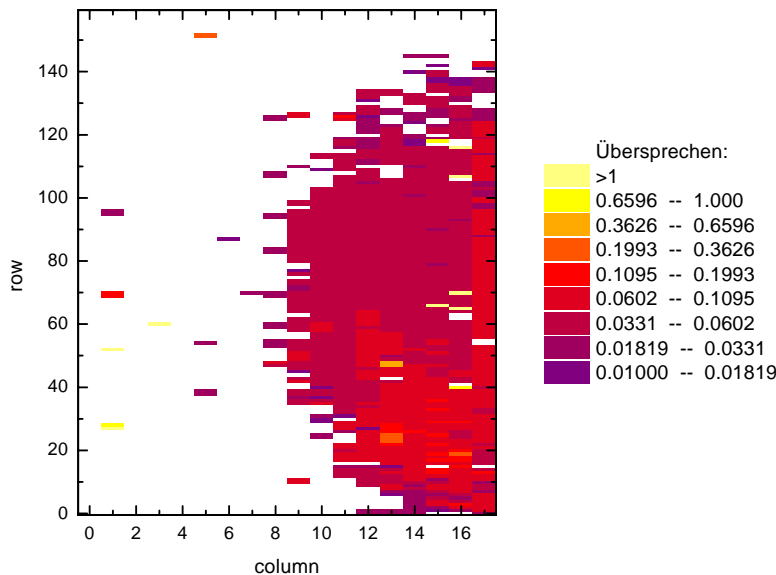


Abbildung 7.10: *Übersprechen zwischen benachbarten Pixeln. Dargestellt sind alle Pixel mit einem Übersprechen von  $> 1\%$ . Man erkennt eine deutliche Übereinstimmung mit den Pixeln, die im Teststrahl bzw. bei Quellenmessungen Treffer aufwiesen.*

sich Elektronikchip und Sensor beim anschließenden Abkühlen auf Raumtemperatur und Erstarren der Lötverbindungen um eine unterschiedliche Länge zusammenziehen. Über die Diagonale der Pixelmatrix ergibt sich ein Unterschied von  $4 - 5 \mu\text{m}$ . Ob dies zum Brechen der Lötverbindungen führen kann, ist bisher noch nicht geklärt. Ein zweiter im Teststrahl untersuchter Sensor hat in nahezu allen Pixeln Treffer nachgewiesen (Abbildung 7.11). Dies zeigt, daß bei diesem Sensor fast alle Pixel angeschlossen sind und es sich bei den fehlenden Verbindungen zwischen dem Sensor UTS-5 und dem FE-C Chip um kein prinzipielles Problem handelt<sup>5</sup>.

### 7.2.3 Gesammelte Ladung

Abbildung 7.12 zeigt die aus der ToT-Information bestimmte gesammelte Ladung im Teststrahl des Chips bei einer Feldstärke von  $1 \text{ V}/\mu\text{m}$ . Man erkennt eine nahezu landauförmige Verteilung mit einem Maximum bei ca. 2000 e. Einträge unterhalb der Schwelle von 1000 e sind auf Ungenauigkei-

<sup>5</sup>Beide Sensoren wurden mit dem gleichen Verfahren vom Fraunhofer-IZM in Berlin gebondet.



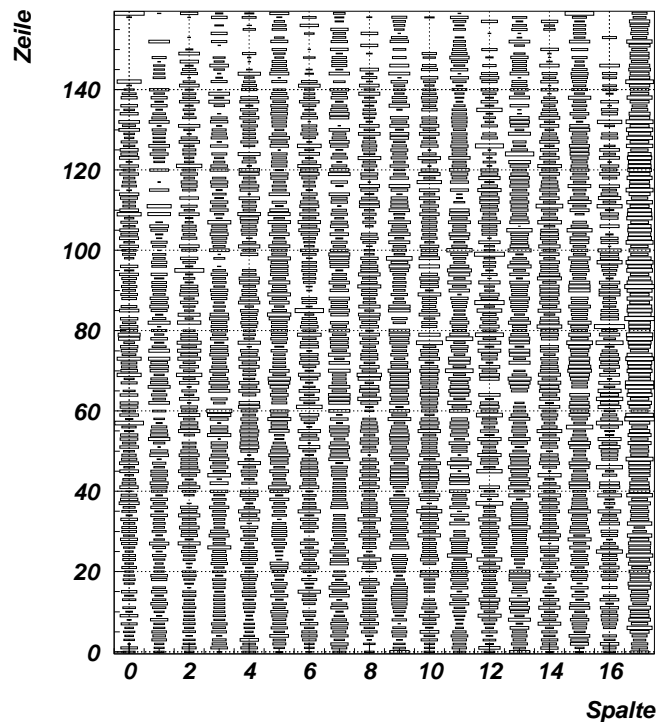


Abbildung 7.11: Getroffene Pixel im Teststrahl mit einem zweiten untersuchten Diamantsensor (CD91). Mit diesem Sensor wurden in nahezu allen Pixeln Treffer registriert. Die Inhomogenitäten in der Trefferzahl sind vermutlich auf die inhomogene Ladungssammlung zurückzuführen.

ten der Kalibration in der Nähe der Diskriminatorschwelle zurückzuführen.

An die Daten wurde eine Landauverteilung nach der in Formel 6.2 gegebenen Näherung angepaßt. Die Anpassung ergibt einen wahrscheinlichsten Wert von 1640 e und einen Mittelwert von 2800 e. Beide Werte liegen deutlich unter der erwarteten Energiedeposition in einem  $432 \mu\text{m}$  dicken Diamantsensor; als Maximalwert der Landauverteilung würde man eine Ladung von ca. 14400 e erwarten, als beschränkten Energieverlust 17500 e (vgl. Abbildung 2.3).

Dies deutet darauf hin, daß die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger wie erwartet kleiner ist als die Sensordicke und somit nicht alle im Sensor erzeugten Ladungsträger die Pixelelektroden erreichen. Eine Abschätzung der mittleren freien Weglänge wird in Abschnitt 7.2.6 durchgeführt.

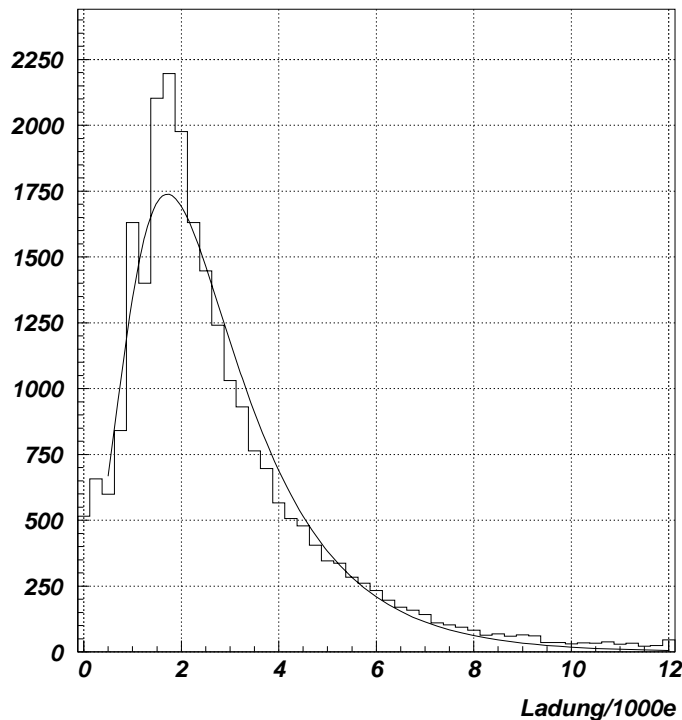


Abbildung 7.12: Gesammelte Ladung im Teststrahl. An die Daten wurde eine Landauverteilung nach Formel 6.2 angepaßt.

#### 7.2.4 Ortsauflösung

Abbildung 7.13 zeigt die räumliche Korrelation zwischen den vom Pixel-detektor gemessenen Spurpunkten und dem benachbarten Strahlteleskopmodul. Man erkennt eine deutliche Korrelation zwischen den beiden Messungen. Bei Punkten außerhalb der Korrelationsgeraden handelt es sich um Rauschtreffer; sie tragen zu der in Abschnitt 7.2.1 quantitativ untersuchten Rauschtrefferrate bei.

Betrachtet man die Projektionen der Korrelation in beiden Pixelrichtungen (Abbildung 7.14), so erhält man ein ähnliches Bild wie im Falle von Silizium. Die Residuenverteilung in der langen Pixelrichtung entspricht im wesentlichen einer Kastenverteilung der Breite  $400\ \mu\text{m}$ , in der kurzen Pixelrichtung wird die Verteilung nahezu gaußförmig.

Ein Unterschied zu den Beobachtungen bei Silizium ergibt sich, wenn man die Residuenverteilungen für Einzel- und Doppeltreffer in der kurzen Pixelrichtung getrennt betrachtet (Abbildung 7.15).

Während die Ortsauflösung für Einzeltreffer nur leicht über dem mit Siliziumdetektoren gemessenen Wert liegt, ergibt sich für Doppeltreffer ei-

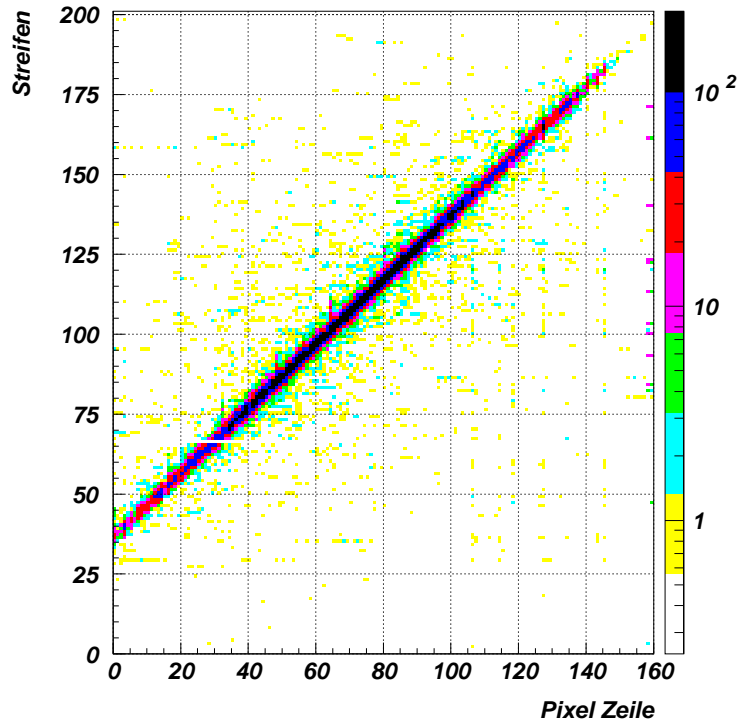


Abbildung 7.13: : Korrelation zwischen den Spurpunkten des Pixeldetektors und den Daten des Strahlteleskops.

|               |  |
|---------------|--|
| Einzeltreffer | $18,5 \mu\text{m} \pm 0,2 \mu\text{m}$ |
| Doppeltreffer | $27,5 \mu\text{m} \pm 0,4 \mu\text{m}$ |
| Alle Treffer  | $22,2 \mu\text{m} \pm 0,2 \mu\text{m}$ |

Tabelle 7.3: Aus den Teststrahl Daten bestimmte Auflösungen in der kurzen Pixelrichtung.

ne deutlich schlechtere Ortsauflösung als bei Silizium (Tabelle 7.3), was zu der schlechteren Gesamtauflösung von  $22,2 \mu\text{m} \pm 0,2 \mu\text{m}$  führt.

Der Grund hierfür wird deutlich, wenn man die Positionen von Einzel- und Doppeltreffern innerhalb des Pixels betrachtet (Abbildungen 7.16 und 7.17). Im Unterschied zu Siliziumdetektoren (vgl. Abbildung 6.5) sind bei Diamant die Doppeltreffer nicht auf den Pixelrand beschränkt. Insbesondere sind die Positionen der Doppeltreffer nicht konsistent mit der erwarteten Breite  $\sigma$  der Diffusionswolke. Für diese gilt nach Gleichung 2.18

$$\frac{\sigma^2}{t} = \frac{2kT\mu_{el}}{e} \approx 9\mu\text{m}^2\text{ns}^{-1} \quad (7.6)$$

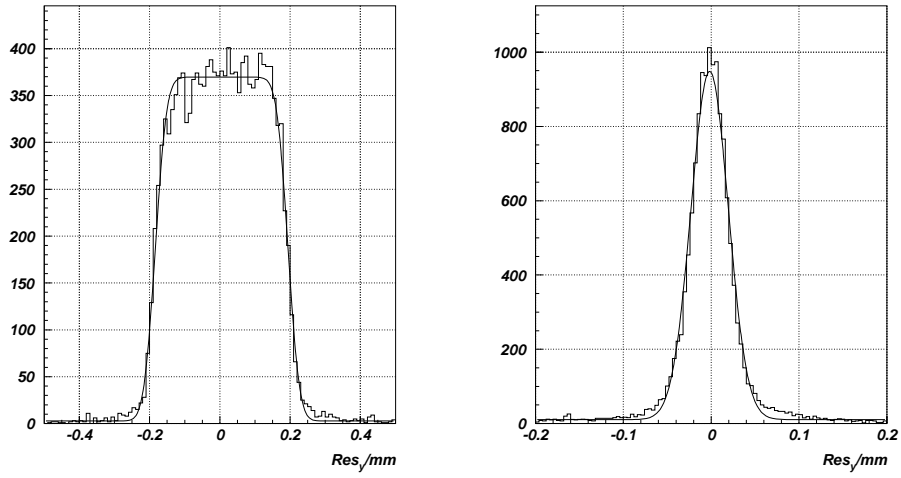


Abbildung 7.14: Residuenverteilungen in den beiden Pixelrichtungen.

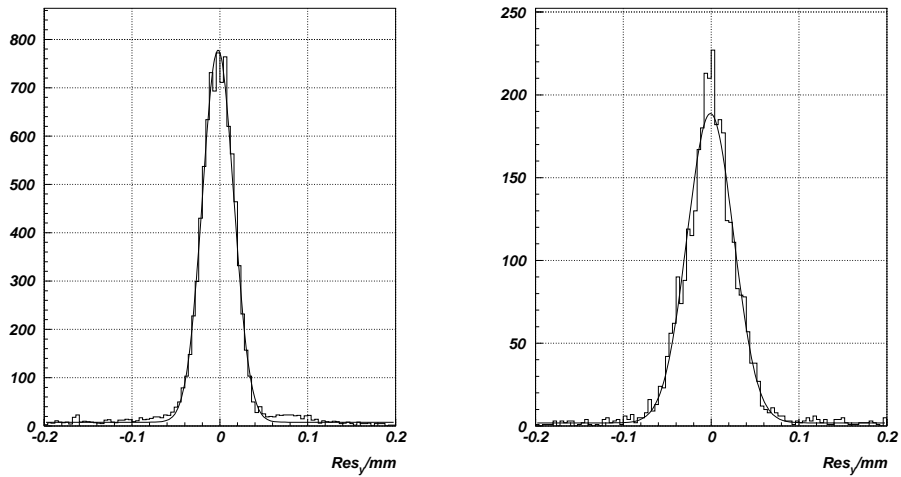


Abbildung 7.15: Residuenverteilungen für Einzeltreffer (links) und Doppeltreffer (rechts) in der kurzen Pixelrichtung.

$t$  ist hierbei  $\min(\tau, t_{coll})$ , wenn  $\tau$  die Ladungsträgerlebensdauer bezeichnet und  $t_{coll}$  die maximale Ladungssammlungszeit

$$t_{coll} \leq \frac{d}{\mu E} = 2,4 \text{ ns} \quad (7.7)$$

für eine Feldstärke von  $1 \text{ V}/\mu\text{m}$  und eine Sensordicke von  $432 \mu\text{m}$ . Dies ergibt:

$$\sigma \leq 4,6 \mu\text{m} \quad (7.8)$$

Somit sollten, im Unterschied zur Beobachtung, auch im Diamantsensor die Doppeltreffer auf einen schmalen Bereich um den Rand des Pixels begrenzt sein.<sup>6</sup> Daß dies nicht so ist, bestätigt die Vermutung, daß die Lebensdauer der Ladungsträger kleiner ist als die Ladungssammlungszeit. Dies würde nach den Überlegungen in 7.1.3 dazu führen, daß auch bei der Drift der Ladungsträger im Zentrum eines Pixels ein Signal im Nachbarpixel induziert wird.

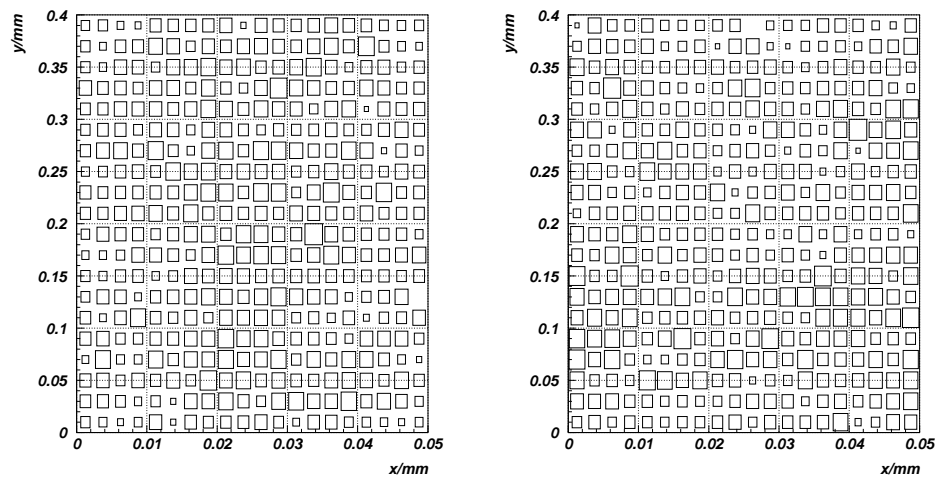


Abbildung 7.16: Verteilungen der Einzeltreffer (links) und Doppeltreffer (rechts) innerhalb der Pixel. Aufgetragen ist die Anzahl der Treffer gegen die Pixelkoordinate in der  $50\ \mu\text{m}$ -Richtung.

### 7.2.5 Effizienz

Nach dem in Abschnitt 6.4 beschriebenen Verfahren wurde auch für den Diamantsensor die Effizienz aus den Teststrahl Daten bestimmt. Das Ergebnis einer solchen Messung zeigt Abbildung 7.18.

Man erkennt, daß die Effizienz in dieser Messung maximal 50% beträgt. Die Effizienzverluste gehen dabei sowohl auf verlorene Treffer zurück als auch auf zeitlich falsch zugeordnete Ereignisse. Beide Verluste lassen sich auf die im Vergleich zu Silizium niedrigen in den Pixeln gesammelten Ladungen zurückführen. Diese können einerseits dazu führen, daß Signale nicht die Diskriminatorschwelle übersteigen, andererseits dazu, daß Treffer durch einen sehr hohen *timewalk* zu spät nachgewiesen werden. Dieser äußert sich darin, daß sich die Nachweiszeitpunkte in Abbildung 7.18 auf

<sup>6</sup>Dies gilt auch unter Berücksichtigung der  $\delta$ -Elektronen, da deren Häufigkeit in Diamant nach Anhang A nur unwesentlich über der in Silizium liegt.

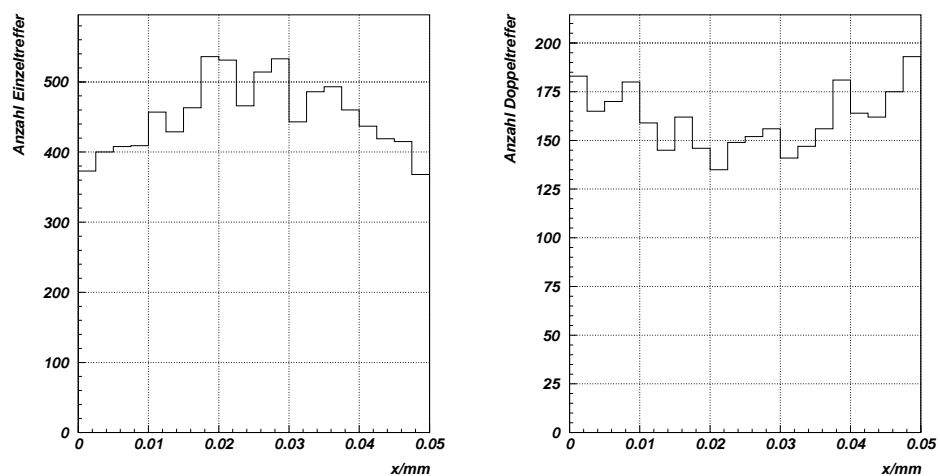


Abbildung 7.17: Verteilungen der Einzeltreffer (links) und Doppeltreffer (rechts) innerhalb der Pixel. Aufgetragen ist die Anzahl der Treffer gegen die Pixelkoordinate in der  $50\ \mu\text{m}$ -Richtung.

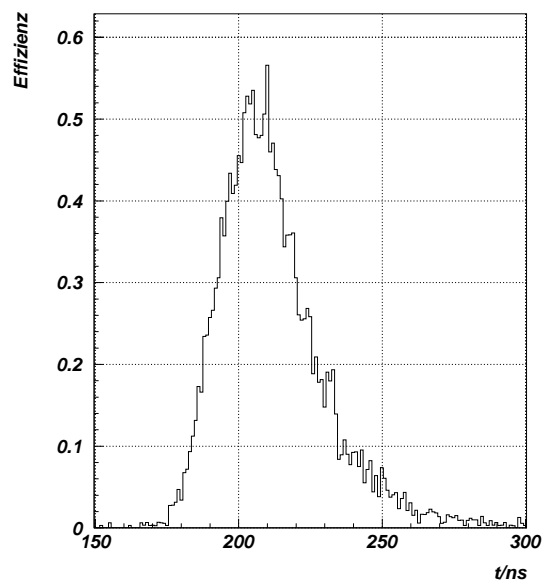


Abbildung 7.18: Effizienz für den zeitrichtigen Nachweis bei einer Datennahme mit dem Diamantsensor. Treffer werden mit ca. 50% zeitrichtig nachgewiesen, zeitunabhängig werden Werte von  $\sim 80\%$  erreicht.

| Spannung | Drehwinkel | Nachweiseff. | in-time-Eff. | Gesamteff. |
|----------|------------|--------------|--------------|------------|
| 450 V    | 0°         | 78%          | 64%          | 50%        |
|          | 10°        | 73%          | 60%          | 44%        |
|          | 15°        | 86%          | 63%          | 54%        |
|          | 20°        | 88%          | 65%          | 57%        |
| 300V     | 0°         | 80%          | 59%          | 47%        |
| 450V     |            | 78%          | 64%          | 50%        |
| 600V     |            | 88%          | 70%          | 62%        |

Tabelle 7.4: Effizienzen für verschiedene Spurwinkel und Detektorspannungen. Als Gesamteffizienz wird hier das Produkt aus Nachweiswahrscheinlichkeit und in-time-Effizienz bezeichnet.

deutlich mehr als 25 ns aufteilen. Betrachtet man die Nachweiseffizienz unabhängig vom Zeitpunkt des Nachweises, so erhält man eine Effizienz von 78%.

Tabelle 7.4 gibt einen Überblick über die gemessenen *in-time*-Effizienzen und zeitunabhängigen Effizienzen. Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Treffer nachgewiesen wird, wurde dabei als Nachweiseffizienz bezeichnet, die Wahrscheinlichkeit, daß ein nachgewiesener Treffer zeitlich richtig zugeordnet wird, als *in-time*-Effizienz. Die Gesamteffizienz, mit der ein Treffer zeitrichtig nachgewiesen wird, ist somit durch das Produkt der beiden Einzeleffizienzen gegeben. Man erkennt, daß die Nachweiseffizienzen im Mittel ca. 80% betragen. Bei der ATLAS-Anforderung von 25 ns Zeitauflösung geht die Effizienz auf Werte um 50% zurück.

Die beobachtete Winkelabhängigkeit der Effizienz läßt sich durch zwei gegenläufige Effekte erklären:

- Mit zunehmendem Winkel nimmt die Spurlänge und damit auch die deponierte Ladung in einem einzelnen Pixel ab. Dies ist entscheidend insbesondere beim Übergang von 0° auf 10°.
- Gleichzeitig nimmt die mittlere Anzahl der getroffenen Pixel zu. Damit sinkt die Wahrscheinlichkeit, daß ein vollständiger Treffercluster verloren geht.

Die Zunahme der Effizienz mit zunehmender Spannung erklärt sich dadurch, daß bei gegebener Lebensdauer die freie Weglänge proportional zu der Ladungsträgersgeschwindigkeit ist. Da jedoch bei einer Feldstärke von ca.  $1,1 \text{ V}/\mu\text{m}$ , entsprechend einer Spannung von ca. 475 V, die Sättigungsgeschwindigkeit erreicht sein sollte, ist unklar, warum auch zwischen 450 V und 600 V dennoch ein deutlicher Anstieg in der Effizienz beobachtet wird.

### 7.2.6 Abschätzung der Elektronenlebensdauer

Zur Bestimmung der Elektronenlebensdauer wurden im Teststrahl Messungen unter schrägem Teilcheneinfall durchgeführt. Der Detektor wurde dazu um Winkel zwischen  $10^\circ$  und  $20^\circ$  um die lange Pixelrichtung gedreht.

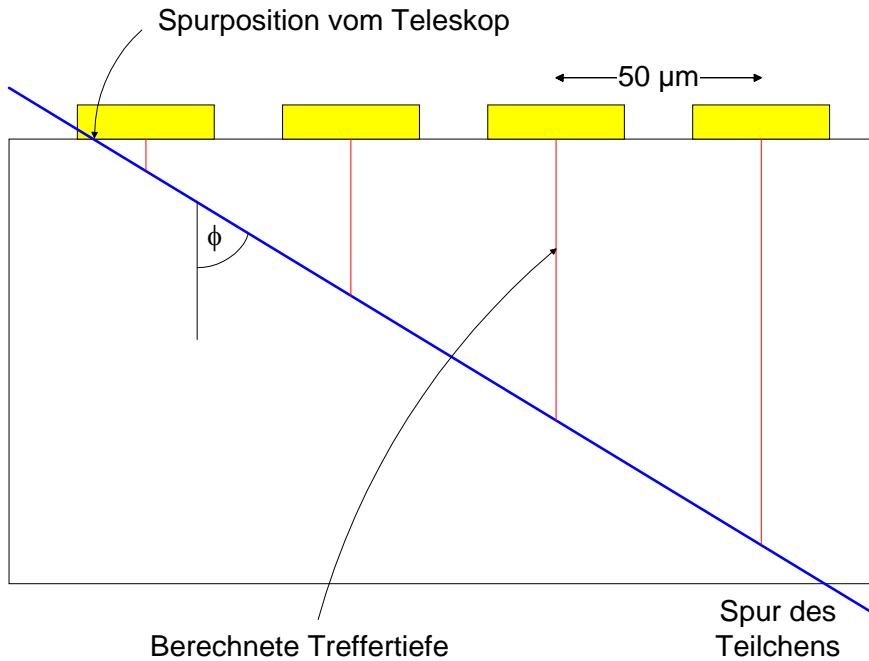


Abbildung 7.19: Prinzip der Tiefenmessung im Teststrahl: Aus dem Spurwinkel  $\phi$  und der extrapolierten Spurposition wird für jeden Treffer die Treffertiefe errechnet.

Aus der extrapolierten Spurposition und dem Drehwinkel kann dann für jeden Treffer die ungefähre Treffertiefe berechnet werden (vgl. Abbildung 7.19).

Aufgrund des homogenen E-Feldes im Sensor kann man von einer konstanten Driftgeschwindigkeit  $v = \mu E$  und somit bei gegebener Lebensdauer  $\tau$  auch von einem konstanten Schubweg  $\delta = v \cdot \tau$  ausgehen. Damit ergibt sich bei der Deposition von  $N_0$  Ladungsträgern in der Tiefe  $z_0$  folgender Zusammenhang zwischen der Tiefe  $z$  und der Anzahl  $N$  der Elektronen (für  $0 \leq z \leq z_0$ ):

$$N = N_0 \cdot e^{-\frac{z_0 - z}{\delta}} \quad (7.9)$$

Aufgrund des an der ladungssammelnden Elektrode stark abfallenden gewichtenden Potentials kann man näherungsweise davon ausgehen, daß



nur Elektronen, die die Elektrode erreichen, zum Signal beitragen. Dann ist die Wahrscheinlichkeit eines Treffers bei vorgegebener Spurtiefe  $z_0$  gegeben durch die Wahrscheinlichkeit  $p$ , daß  $N_{Schwelle}$  Elektronen die Elektrode ( $z = 0$ ) erreichen. Für diese gilt nach Formel 7.9

$$p \propto e^{-\frac{z_0}{\delta}} \quad (7.10)$$

Trägt man also die Anzahl der Treffer gegen die Spurtiefe auf, so erwartet man einen exponentiellen Zusammenhang, aus dem sich direkt der Schubweg  $\delta$  bestimmen läßt.

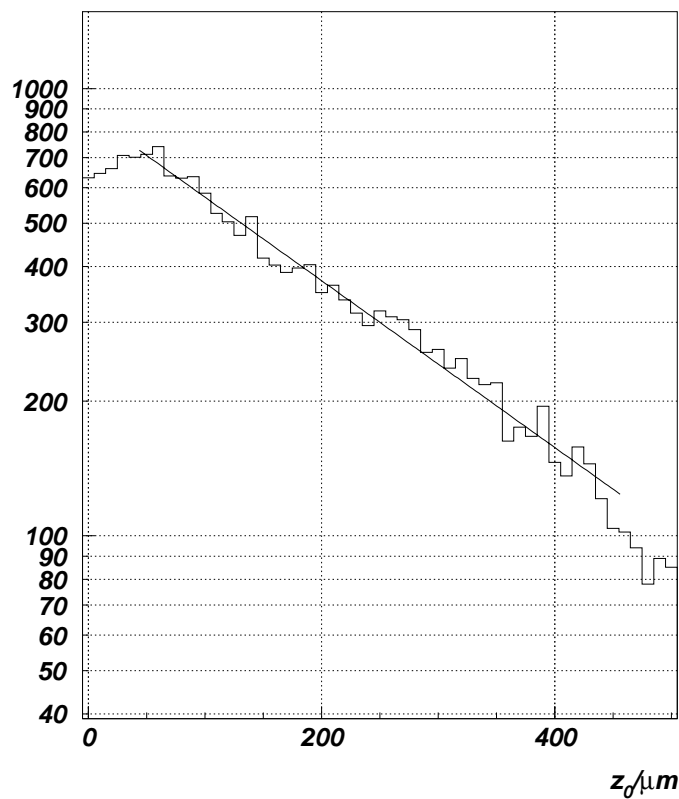


Abbildung 7.20:

Abbildung 7.20 zeigt die entsprechende Messung für einen Winkel von  $\phi = 20^\circ$ . An die Messung wurde eine Funktion der Form  $y = y_0 \cdot \exp(-x/\delta)$  angepaßt. Man erkennt, daß die Messung dem erwarteten exponentiellen Zusammenhang folgt. Am Rand der Verteilung entstehen Abweichungen von diesem Zusammenhang, da die Spurlänge in dem jeweiligen Pixel allmählich abnimmt. Die Anpassung ergibt einen Schubweg von  $\delta = 228 \mu\text{m} \pm 4 \mu\text{m}$ .

| Winkel $\phi$ | Schubweg $\delta$                   |
|---------------|-------------------------------------|
| $10^\circ$    | $237 \mu\text{m} \pm 7 \mu\text{m}$ |
| $15^\circ$    | $230 \mu\text{m} \pm 5 \mu\text{m}$ |
| $20^\circ$    | $228 \mu\text{m} \pm 4 \mu\text{m}$ |

Tabelle 7.5: Bei unterschiedlichen Winkeln bestimmte Schubwege.

Tabelle 7.5 zeigt die Ergebnisse der Messung bei allen untersuchten Winkeln. Man erkennt konsistente Ergebnisse bei allen Messungen; der gewichtete Mittelwert der so erhaltenen Schubwege beträgt:

$$\delta = 230 \mu\text{m} \pm 3 \mu\text{m} \quad (7.11)$$

Bei einer Ladungsträrgeschwindigkeit von  $v = \mu E = 180 \mu\text{m}/\text{ns}$  entspricht dies einer mittleren Lebensdauer von

$$\tau = \frac{\delta}{v} \approx 1,28 \text{ ns} \quad (7.12)$$

Bei der Interpretation dieses Wertes sind zwei systematische Fehler zu berücksichtigen:

- Die Lebensdauer der Löcher wurde nicht berücksichtigt; aufgrund des gewichtenden Potentials sollte das Signal der Löcher, die zur Rückseite des Sensors driften, jedoch vernachlässigbar sein.
- Es wurde angenommen, daß die Elektronen erst ein Signal verursachen, wenn sie die Elektroden erreichen. Da sie tatsächlich schon vorher ein Signal influenzieren, ist der gefundene Wert für die Lebensdauer als obere Grenze zu werten.

Aufgrund des letzten Fehlers, sowie aufgrund der Tatsache, daß das vorgestellte Verfahren auf den Schubweg an der Oberfläche und nicht den über die Sensordicke gemittelten Wert sensitiv ist, ist anzunehmen, daß die so ermittelte Abschätzung über dem Wert liegt, den man nach Formel 7.4 für einen unsegmentierten Sensor erhält. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem Wert von  $232 \mu\text{m} \pm 3 \mu\text{m}$ , der von RD42 für UTS-5 im gepumpten Zustand gefunden wurde[45].

# Zusammenfassung

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde der ATLAS-Pixelchip FE-C vorgestellt. Es wurde untersucht, inwieweit der FE-C die in Kapitel 3 vorgestellten Anforderungen des ATLAS-Experiments erfüllt. Der Schwerpunkt lag auf dem Analogteil, der die Ladungssignale des Sensors in Spannungssignale umwandelt und beim Überschreiten einer fest einstellbaren Schwelle ein digitales Treffersignal erzeugt.

Es hat sich gezeigt, daß der FE-C Chip die wesentlichen Anforderungen an den Analogteil erfüllt. Diese sind in Tabelle 7.6 den an FE-C Chips gemessenen Werten noch einmal gegenübergestellt. Durch den rauscharmen Verstärker und die Möglichkeit der Schwellenjustierung ist insbesondere der Nachweis kleiner Signalladungen möglich: mit einem effektiven Rauschen von 150 e bis 200 e läßt sich der FE-C Chip bei Schwellen von 1000 e und Rauschtrefferraten von  $< 10^{-5}$  Treffer/(Pixel-Ereignis) betreiben. Aufgrund der niedrigen einstellbaren Diskriminatorschwellen ist ein zeitlich auf 25 ns genauer Nachweis von Ereignissen mit Signalladungen ab 3000 e möglich.

Die in Teststrahlungsmessungen gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit liegt leicht unter dem geforderten Wert, jedoch kann dies auf einen bekannten Fehler im Design des Chips zurückgeführt werden, der in einer nachfolgenden Version behoben werden kann. Weiterhin konnte gezeigt werden, daß die nachgewiesenen Ereignisse mit einer Wahrscheinlichkeit von  $> 99\%$  dem korrekten Wechselwirkungszeitpunkt zugeordnet werden.

| Parameter                                    | Anforderung        | FE-C                               |
|--|--------------------|------------------------------------|
| Minimal einstellbare Schwelle                | $< 3000 \text{ e}$ | $< 1000 \text{ e}$                 |
| Minimale Schwelle für zeitrichtigen Nachweis | 3000 e             | $\sim 3000 \text{ e}$              |
| Effektives Rauschen $\sigma_{eff}$           | $< 400 \text{ e}$  | 150 e – 200 e                      |
| Pixel-Totzeit(B-Lage)                        | 0,5 $\mu\text{s}$  | 0,5 $\mu\text{s}$ (abh. v. $I_f$ ) |
| Pixel-Totzeit(Lage 1 u. 2)                   | 2,5 $\mu\text{s}$  | 2,5 $\mu\text{s}$ (abh. v. $I_f$ ) |
| Kapazitives Übersprechen                     | $< 10\%$           | $\sim 5\%$                         |

Tabelle 7.6: Anforderungen an den Analogteil der ATLAS-Pixelchips und Meßwerte von FE-C Chips mit Silizium-Sensoren.

In einem zweiten Teil wurden an Pixelsensoren aus CVD-Diamant Untersuchungen im Labor und im Teststrahl durchgeführt. Zur Auslese diente auch hier der FE-C Chip.

Im Unterschied zu Siliziumsensoren ist in Diamantsensoren die freie Weglänge der Ladungsträger im allgemeinen kleiner als die Sensordicke. Dies äußert sich unter anderem in der vergleichsweise kleinen gesammelten Ladungsmenge. Aufgrund der niedrigen einstellbaren Schwellen des FE-C wurden in Teststrahlmessungen dennoch Nachweiswahrscheinlichkeiten von ca. 80% gemessen. Die Auswirkung der begrenzten freien Weglänge konnte sowohl in der gesammelten Ladung als auch in der gegenüber Silizium schlechteren Ortsauflösung gezeigt werden. Eine Abschätzung der Elektronenlebensdauer wurde bei Messungen mit schrägem Teilcheneinfall am Beispiel eines Sensors (UTS-5) durchgeführt. Die Messungen liefern als Ergebnis ein Lebensdauer von  $1,3 \text{ ns}$ , was konsistent ist mit Messungen, die bereits vorher an einem Streifensensor aus dem gleichen Material durchgeführt wurden.

## Anhang A

# Ladungsdeposition im Sensor

### A.0.7 Berechnung der Dichtekorrektur

Eine Parametrisierung der Dichtekorrektur  $\delta$  wurde von Sternheimer gegeben [49]:

$$\delta = \begin{cases} 0 & : X < X_0 \\ 4,6052X + C_0 + a(X_1 - X)^m & : X_0 < X < X_1 \\ 4,6052X + C_0 & : X > X_1 \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

mit  $X = \log_{10}(\beta\gamma)$ . Die Größen  $X_0$ ,  $X_1$ ,  $C$ ,  $a$  und  $m$  hängen vom Sensormaterial ab.  $C_0$  ist eine Funktion der Plasmaenergie  $h\nu_p$ :

$$C_0 = - \left( 2 \ln \frac{I}{h\nu_p} + 1 \right) \quad (\text{A.2})$$

mit

$$h\nu_p = 28,816 \sqrt{\frac{\rho Z}{A}} eV \quad (\text{A.3})$$

Die Parameter  $X_0$ ,  $X_1$ ,  $a$  und  $m$  sind für viele Materialien wie zum Beispiel Silizium tabelliert. Desweiteren gibt es allgemein gültige Näherungsformeln, mit denen der Energieverlust mit einem mittleren Fehler von  $\leq 1\%$  bestimmt werden kann [50]. Danach gilt in Abhängigkeit von  $C_0$  und dem mittleren Ionisationspotential für Flüssigkeiten und Festkörper:

$$m = 3.0 \quad (\text{A.4})$$

$$a = \frac{-C_0 - 4,606X_0}{(X_1 - X_0)^m} \quad (\text{A.5})$$

$$X_1 = \begin{cases} 2,0 & : I < 100\text{eV} \\ 3,0 & : I \geq 100\text{eV} \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

$$X_0 = \begin{cases} 0,2 & : I < 100\text{eV und } C_0 < 3,681 \\ 0,326C_0 - 1,0 & : I < 100\text{eV und } C_0 \geq 3,681 \\ 0,2 & : I \geq 100\text{eV und } C_0 < 5,215 \\ 0,326C_0 - 1,5 & : I \geq 100\text{eV und } C_0 \geq 5,215 \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

|         | I[eV] | $-C_0$ | $a$    | $m$  | $X_1$ | $X_0$  |
|---------|-------|--------|--------|------|-------|--------|
| Si      | 173   | 4,44   | 0,1492 | 3,25 | 2,87  | 0,2014 |
| Diamant | 78    | 2,455  | 0,2630 | 3,0  | 2     | 0,2    |

Tabelle A.1: Konstanten zur Berechnung der Dichtekorrektur

Tabelle A.1 zeigt die Werte dieser Konstanten für Silizium und Diamant. Die Werte für Silizium stammen aus [49], die Werte für Diamant wurden nach den oben angegebenen Formeln errechnet.

### A.0.8 Delta-Elektronen

Durchquert ein minimal ionisierendes Teilchen einen Halbleiter, so führt dies zum Entstehen einer räumlich begrenzten Ladungsverteilung aus Elektronen und Löchern entlang der Spur des Teilchens. Findet jedoch in einem einzelnen Stoßprozeß ein hinreichend hoher Energieübertrag statt, so kann das ausgelöste Elektron weitere Halbleiteratome ionisieren. In einem solchen Fall spricht man von  $\delta$ -Elektronen. In Abhängigkeit von der Energie des  $\delta$ -Elektrons kann dieses Energie in mehreren Pixeln deponieren und somit die Ortsauflösung des Detektors beeinflussen. In diesem Abschnitt sollen diese Effekte diskutiert werden. Dazu soll zum einen die Reichweite der  $\delta$ -Elektronen, zum anderen die Wahrscheinlichkeit ihrer Erzeugung behandelt werden.

Für Energien des Sekundärelektrons  $T \gg I$ <sup>1</sup> läßt sich die Anzahl der erzeugten Sekundärelektronen aus den Formeln für die Rutherford-Streuung herleiten:

$$\frac{d^2 N}{dT dx} = \frac{1}{2} K z^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \frac{F(T)}{T^2} \quad (\text{A.8})$$

mit  $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0,307 \text{ MeV cm}^2 \text{ mol}^{-1}$

Der spinabhängige Faktor  $F(T)$  beträgt 1 für Energien  $T \ll T_{max}$ . Somit ergibt sich für die Zahl der auf einer Spur der Länge  $l$  erzeugten  $\delta$ -Elektronen mit einer Energie größer als  $T_{min}$  folgender Zusammenhang:

$$N = \frac{1}{2} K z^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} l \left( \frac{1}{T_{min}} - \frac{1}{T_{max}} \right) \quad (\text{A.9})$$

Die maximal übertragbare Energie bei einer einzelnen Kollision  $T_{max}$  wurde in den einführenden Kapiteln angegeben mit:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2} \quad (\text{A.10})$$

<sup>1</sup>Bei der Behandlung der Reichweite von  $\delta$ -Elektronen wird sich zeigen, daß Elektronen mit kleineren Energien für diese Betrachtungen unbedeutend sind.

Damit ergibt sich bei den im Teststrahl benutzten Pionen mit einer Energie von 180 GeV ein maximaler Energieübertrag von  $T_{max} = 162$  GeV. Die untere Grenze  $T_{min}$  kann man durch Energie-Reichweite-Beziehungen bestimmen.

Durch Vielfachstreuprozesse unterscheidet sich die Reichweite von Elektronen deutlich von derjenigen, die man durch Integration des differentiellen Energieverlustes erhalten würde. Eine Parametrisierung der praktischen Reichweite<sup>2</sup> eines Elektrons mit der kinetischen Energie  $T$  wird in [48] gegeben:

$$r = AT \left( 1 - \frac{B}{1 + CT} \right) \quad (\text{A.11})$$

$$A = 5,37 \cdot 10^{-4} \text{ g cm}^{-2} \text{ keV}^{-1}$$

$$B = 0,9815$$

$$C = 3,1230 \cdot 10^{-3} \text{ keV}^{-1}$$

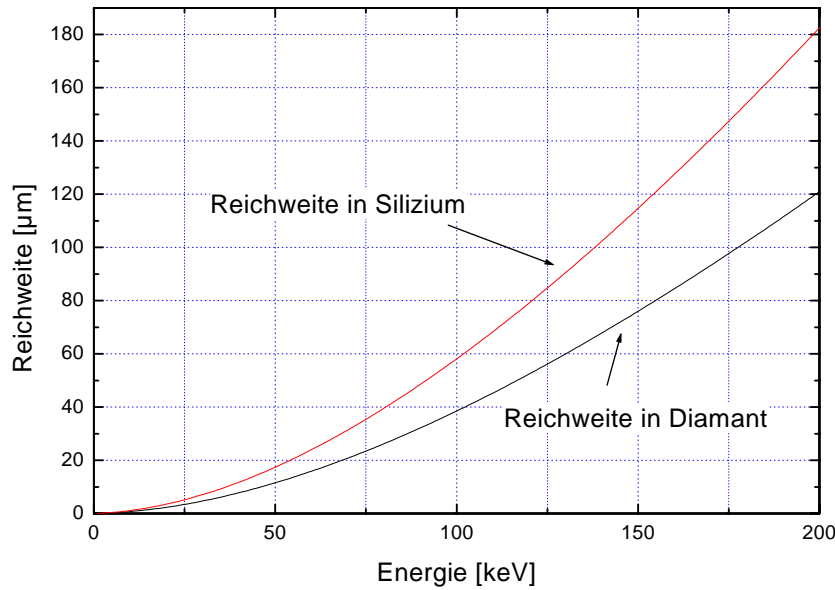


Abbildung A.1: Reichweite der  $\delta$ -Elektronen in Abhängigkeit von ihrer Energie in Silizium und Diamant.

<sup>2</sup>Die praktische Reichweite bezeichnet die geradlinige Eindringtiefe in Unterscheidung zur gesamten zurückgelegten Wegstrecke. Im folgenden wird diese Größe der Einfachheit halber als Reichweite bezeichnet.

Abbildung A.1 zeigt die Reichweite der  $\delta$ -Elektronen in Silizium in Abhängigkeit von ihrer Energie. Der Anteil  $\eta$  der nach der Wegstrecke  $x$  noch nicht absorbierten Elektronen ist dabei gegeben durch:

$$\eta = \frac{1 + e^{-gh}}{1 + e^{g(x/r-h)}} \quad (\text{A.12})$$

$$\begin{aligned} g &= 9,2Z^{-0,2} + 16Z^{-2,2} \\ h &= 0,63Z/A + 0,27 \end{aligned}$$

Entscheidend für die Ortsauflösung ist die Projektion des Reichweitenvektors in die Pixelebene. Im allgemeinen hängt diese auch in ihrer Länge vom Azimutalwinkel des abgestrahlten  $\delta$ -Elektrons bezüglich der Spur des einfallenden Teilchens ab. Für senkrechten Teilchendurchtritt läßt sie sich jedoch mit Hilfe des Winkels zwischen den Spuren von Primär- und Sekundärteilchen berechnen. Dieser ist gegeben durch:

$$\cos^2(\Theta) = \frac{T}{T + 2m_e} \quad (\text{A.13})$$

Abbildung A.2 zeigt diesen Zusammenhang. Man erkennt, daß  $\delta$ -Elektro-

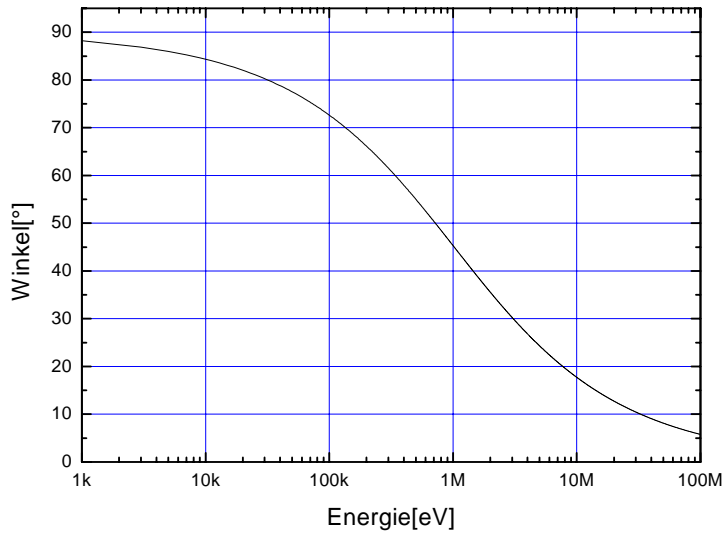


Abbildung A.2: Winkelverteilung der  $\delta$ -Elektronen in Abhängigkeit von ihrer Energie



nen niedriger Energie bevorzugt unter großen Winkeln abgestrahlt werden. Dies führt dazu, daß für diese Energien die Projektion der Bahn des  $\delta$ -Elektrons in die Pixelebene nahezu identisch mit der Reichweite ist.

Um den Einfluß von  $\delta$ -Elektronen auf die Ortsauflösung abzuschätzen, sind in Abbildung A.3 die auf die Spurlänge normierten Häufigkeiten von  $\delta$ -Elektronen in Abhängigkeit von der Reichweite aufgetragen. Der Wert auf der Ordinate des Diagramms entspricht dabei der Häufigkeit von  $\delta$ -Elektronen mit einer Reichweite über dem entsprechenden Wert auf der Abszisse. So erhält man zum Beispiel in einem  $300\text{ }\mu\text{m}$  dicken Siliziumsensor in ca. 6% aller Ereignisse (bei senkrechtem Teilchendurchtritt, d.h. wenn die Spurlänge der Sensordicke entspricht)  $\delta$ -Elektronen mit einer Reichweite von mehr als  $50\text{ }\mu\text{m}$ . Beim Einfluß auf die Ortsauflösung ist jedoch zu beachten, daß die  $\delta$ -Elektronen gleichmäßig um die Spur herum emittiert werden und somit aufgrund der Geometrie der ATLAS-Pixel nicht jedes  $\delta$ -Elektron mit dieser Reichweite einen Mehrfachtreffer verursacht.

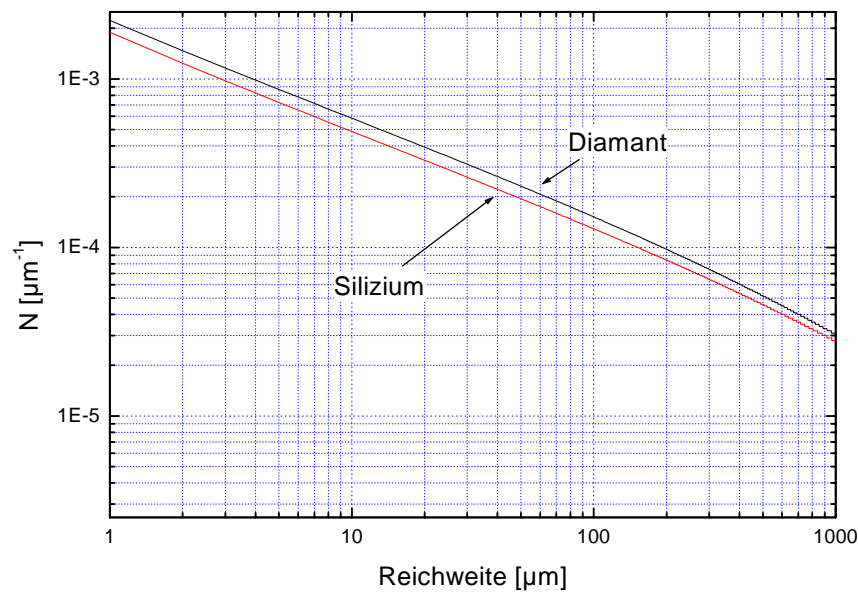


Abbildung A.3: Häufigkeiten von Delta-Elektronen, deren Reichweite über einem vorgegebenen Wert liegt. Die Häufigkeiten wurden auf die Spurlänge des Primärteilchens normiert.

### A.0.9 Begrenzter Energieverlust

Besitzt ein  $\delta$ -Elektron eine genügend hohe Reichweite, um den Sensor zu verlassen, so führt dies dazu, daß nicht die gesamte Energie, die bei der

Entstehung des  $\delta$ -Elektrons übertragen wurde, im Sensor nachgewiesen wird. Um dies zu berücksichtigen, wurde in Kapitel 2 der begrenzte Energieverlust (*restricted energy loss*) eingeführt. Dieser berücksichtigt nur Energieüberträge bis zu einem Grenzwert  $T_{cut}$ , der im allgemeinen kleiner gewählt wird als der in die Bethe-Bloch-Formel 2.1 eingehende kinematische Grenzwert  $T_{max}$ . Eine mögliche Wahl von  $T_{cut}$  bei gegebener Sensordicke  $d$  ist durch die Bedingung gegeben, daß die Projektion  $r_z$  der Reichweite auf die Flugrichtung des Primärteilchens größer als  $d/2$  ist. Dabei ist zu beachten:

- Die Wahl von  $r_z < d/2$  entspricht einer Mittelwertbildung über senkrecht einfallende Spuren.
- Bei Berechnung des Energieverlustes mit dem so gefundenen  $T_{cut}$  wird implizit die Annahme gemacht, daß  $\delta$ -Elektronen mit  $r_z < d/2$  ihre gesamte Energie außerhalb des Detektors deponieren. Tatsächlich wird jedoch ein Teil innerhalb des Detektors deponiert.

$r_z$  ist nach Gleichung A.11 und A.13 gegeben durch

$$\begin{aligned} r_z &= r \cdot \cos \Theta \\ &= AT \left( 1 - \frac{B}{1 + CT} \right) \sqrt{\frac{T}{T + 2m_e}} \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

Abbildung A.4 zeigt den begrenzten Energieverlust in Abhängigkeit von der Sensordicke. Zur deutlicheren Darstellung ist der differentielle Energieverlust pro Wegstrecke aufgetragen. Man erkennt je nach Sensordicke eine deutliche Abweichung von den in Tabelle 7.1 angegebenen Mittelwerten von  $48 \text{ eh}/\mu\text{m}$  bzw.  $107 \text{ eh}/\mu\text{m}$ . Diese sind als Grenzwert des begrenzten Energieverlustes für  $d \rightarrow \infty$  zu verstehen.

Tabelle A.2 zeigt beispielhaft einige Werte für  $T_{cut}$  sowie den zugehörigen begrenzten Energieverlust für ein minimal ionisierendes Teilchen für ausgewählte Sensordicken.

Betrachtet man also nicht den Energieverlust des Teilchens, sondern die Signalhöhe, die bei einem Teilchendurchgang durch einen Sensor begrenzter Dicke entsteht, so ersetzen die auf diese Weise gefundenen Werte des begrenzten Energieverlustes den durch die Bethe-Bloch-Formel gegebenen mittleren Energieverlust. Dies wurde an Messungen mit Silizium- und Germaniumkristallen bestätigt [51].

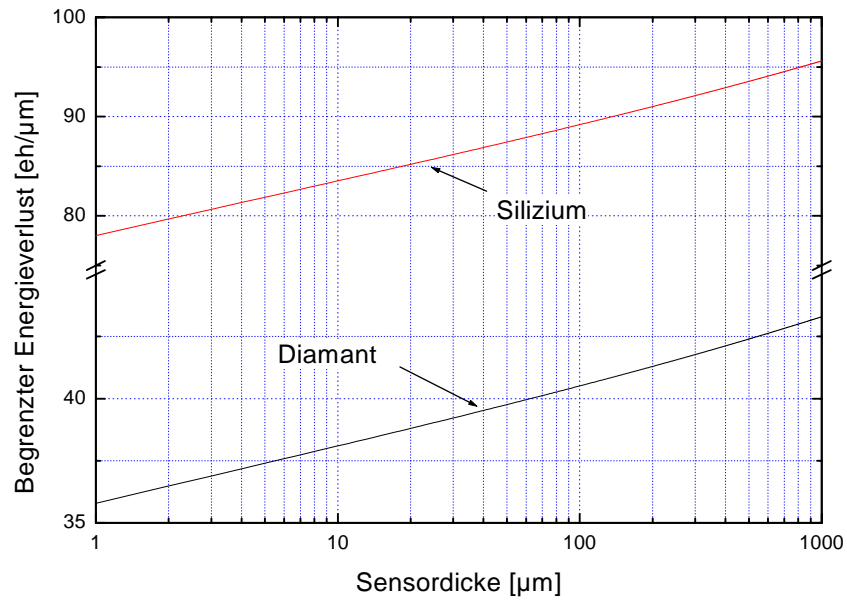


Abbildung A.4:

| Material | Dicke  | $T_{cut}$ | $dQ/dx$      | Q        |
|----------|--------|-----------|--------------|----------|
| Si       | 200 μm | 233 keV   | 91, 01 eh/μm | 18202 eh |
| Si       | 280 μm | 277 keV   | 91, 92 eh/μm | 25738 eh |
| Si       | 300 μm | 288 keV   | 92, 11 eh/μm | 27634 eh |
| Diamant  | 300 μm | 359 keV   | 41, 77 eh/μm | 12532 eh |
| Diamant  | 432 μm | 440 keV   | 42, 22 eh/μm | 18237 eh |

Tabelle A.2:  $T_{cut}$  und begrenzter Energieverlust für verschiedene Sensoren nach  $r_z(T_{cut}) = d/2$



# Literaturverzeichnis

- [1] <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>
- [2] CMS Collaboration, The Compact Muon Solenoid Technical Proposal, CERN/LHCC/94-38
- [3] LHC-B Collaboration, LHC-B Letter of Intent: A dedicated LHC Beauty Collider Experiment for Precision Measurements of CP-Violation, CERN/LHCC/95-5
- [4] ALICE Collaboration, Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC, CERN/LHCC/95-71
- [5] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaboration, Searching for Higgs bosons: Preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 209 GeV, OPAL Technical Note 661
- [6] M. Cöbl, Top Physics at LHC, ATLAS Internal Note, ATL-PHYS-96-093(1996)
- [7] The ATLAS collaboration, B Physics with the ATLAS Experiment at LHC, CERN/LHCC/93-53 (1993)
- [8] 1999 CERN Workshop on Standard Model Physics (and more) at the LHC, G. Altarelli, M. L. Mangano, CERN-2000-004
- [9] ATLAS, Technical Proposal, CERN/LHCC/94-43 (1994)
- [10] ATLAS, Inner Detector Technical Design Report 2, CERN/LHCC/97-17
- [11] W.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer Verlag, 1994
- [12] L. Landau, J. Phys. (USSR) 8, 201 (1944)
- [13] C. Grupen, Particle Detectors, Cambridge University Press, 1996
- [14] M. Overdick, Digital autoradiography using silicon strip detectors, BONN-IR-98-05, Dissertation an der Universität Bonn, 1998

- [15] R.C.Alig et al., Scattering by ionization and phonon emission in semi-conductors, Physical Review B, 22(1980), 5565
- [16] B. Raith, Entwicklung hybrider Pixel-Detektoren für Proton-Proton-Kollisionen am LHC, BONN-IR-98-17, Dissertation an der Universität Bonn, 1998
- [17] Fraunhofer Institut für Zuverlässigkeit und Mikrointegration, Berlin, <http://www.izm.fhg.de>
- [18] E. Belau et al., Charge Collection in Silicon Strip Detectors, Nuclear Instruments and Methods 214 (1983), 253-260
- [19] Double-sided Si strip sensors for LEP vertex detectors, CERN-PPE/93-172, 1993
- [20] S. Ramo, Current induced by electron motion, Proc. IRE 27 (1939), 584
- [21] R. Wunstorf et al., Results on Radiation Hardness of Silicon Detectors up to Neutron Fluences of  $10^{15}$  n/cm<sup>2</sup>, Nuclear Instruments and Methods A315 (1992) 149-155
- [22] R. Wunstorf, Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren für die Verwendung in Hochenergiephysik-Experimenten, Dissertation an der Universität Hamburg, 1992
- [23] R. Wunstorf, Radiation Hardness of Silicon Detectors: Current Status, IEEE Transactions on Nuclear Science, 44 (1997)
- [24] Landolt-Börnstein vol. III/22a (1987): Semiconductors, Intrinsic Properties of Group IV Elements and III-V, II-VI and I-VII Compounds, Springer Verlag, 1987
- [25] Gerhard Lutz, Semiconductor Radiation Detectors, Springer Verlag, 1999
- [26] C. Canali et al., Electrical Properties and Performances of Natural Diamond Nuclear Radiation Detectors, Nucl. Instr. and Meth. 160 (1978)
- [27] Pixel Detector Active Area Layout, ATL-IP-EP-0004
- [28] Pixel Detector Modules using MCM-D technology, Ch. Grah, preprint submitted to Nuclear Instruments and Methods A /(2000)
- [29] ROSE Collaboration, 3rd RD 48 Status Report, CERN/LHCC 2000-009, 1999
- [30] T. Rohe et al., Design and test of pixel sensors for the ATLAS pixel detector, Nucl. Instr. and Meth. A 460 (2000) 55

- [31] F. Hügging et al., Prototype performance and design of the ATLAS pixel sensors, Nucl. Instr. and Meth. A 465 (2001) 77
- [32] T. Rohe, Planung, Konzeption und Bau eines Pixelsensors für den Einsatz unter extremen Strahlenbelastungen am LHC, Dissertation an der Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München (1999)
- [33] F. Hügging, Der ATLAS Pixelsensor, Der state-of-the-art Pixelsensor für teilchenphysikalische Anwendungen mit extrem hohen Strahlungsfeldern, Dissertation an der Universität Dortmund (2001)
- [34] Pixel Detector Technical Design Report, CERN/LHCC/98-13 (1998)
- [35] M. Ackers, Entwurf und Charakterisierung des ATLAS Pixel Front End Chips FED in strahlenharter DMILL Technologie, Dissertation an der Universität Bonn (2001)
- [36] C. Berg et al., Bier & Pastis, a pixel readout prototype chip for LHC, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 439 (2000) pp. 80-90
- [37] Silicon Solutions, The Blue Board Testsystem, User Guide, [siliconsolutions@physik.uni-bonn.de](mailto:siliconsolutions@physik.uni-bonn.de)
- [38] T. Stockmanns, Messungen an der Front-End-Elektronik für den ATLAS-Pixeldetektor, BN-IB-2000-19, Diplom-Arbeit an der Universität Bonn, 2000
- [39] K. Desch et al., Electronics Requirements for the ATLAS Pixel Detector (1996)
- [40] Stefan Meuser, Entwicklung eines Pixelchips für das ATLAS Experiment am Large Hadron Collider am CERN, Dissertation in Vorbereitung
- [41] Francesco Ragusa, Recent Developments in the ATLAS Pixel Detector, Vortrag auf der Konferenz Vertex 1999
- [42] George Gollin, H8 telescope geometry optimization, Vortrag auf dem ATLAS Pixel Workshop, Prag, Juni 1999
- [43] W. Adam et al., Performance of Irradiated CVD Diamond Micro-Strip Sensors, CERN-EP-2000-115
- [44] R. Plano et al., A Diamond-based Detector for the SSC, SSC-EOI0009
- [45] Dirk Meier, CVD Diamond Sensors for Particle Detection and Tracking, Dissertation an der Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (1999)

- [46] S. Zhao, Characterization of the Electrical Properties of Polycrystalline Diamond Films, PhD Thesis, Ohio State University (1994)
- [47] Peter Fischer, private Mitteilung
- [48] E.J. Kobetich und R. Katz, Energy Deposition by Electrons and  $\delta$  Rays, Physical Review B 170 (1968), 391
- [49] R.M. Sternheimer, M.J. Berger und S.M. Seltzer, Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles in Various Substances, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 30 (1984), 261
- [50] R.M. Sternheimer und R.F. Peierls, General Expression for the Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles, Physical Review B, 3(1971), 3681
- [51] H. Esbensen et al., Random and channeled energy loss in thin germanium and silicon crystals for positive and negative 2-15-GeV/c pions, kaons and protons, Physical Review 18 (1978) 1039



# Danksagung

Ich möchte mich bedanken bei

- Herrn Prof. Dr. Norbert Wermes, der mir die Arbeit an diesem Projekt ermöglicht und mich auf dem ganzen Weg nicht nur fachlich unterstützt hat.
- Dr. Peter Fischer, der mir immer mit Rat und Tat zur Seite stand.
- dem Bonner ATLAS-Team (Stefan Meuser, Johannes Treis, Tobias Stockmanns, Tina Hinrichs, Lasse Klingbeil, Walter Ockenfels, Oegmundur Runolfsson) für ihre tatkräftige Unterstützung und Arbeit an den Messungen, den Teststrahlunternehmungen und den langen Abenden am CERN.
- allen Mitgliedern des Silizium Labors Bonn. Die tolle Arbeitsatmosphäre und die viele Hilfe, die ich erfahren habe, haben sowohl zur Motivation als auch zum Gelingen dieser Arbeit entscheidend beigetragen.
- meinen Kollegen aus den am ATLAS-Pixeldetektor beteiligten Arbeitsgruppen. Insbesondere bedanke ich mich bei John Richardson vom LBNL, mit dem die Zusammenarbeit im Labor und bei Teststrahlungsmessungen am CERN immer sehr viel Spaß gemacht hat.

Ganz besonders bedanke ich mich bei meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht und mich in allen Belangen unterstützt haben.

Markus Keil, Oktober 2001